PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 10. 15. Mai 1917. 18. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 11 am 25. Mai 1917.

INHALT:

Originalmitteilungen:
H. Lorenz, Die Abhängigkeit des Luft- und Wasserwiderstandes von der Geschwindigkeit. S. 209.
E. Barkow, Erfahrungen mit photoelektrischen Zellen. S. 214.

Zusammenfassende Bearbeitungen:
E. Budde, Über die Resonanztheorie des Hörens. S. 225.

Besprechungen:
E. Dennert, Das chemische Praktikum. S. 236.

Berichtigungen. S. 236.
Personalien. S. 236.
Gesuche. S. 236.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Abhängigkeit des Luft- und Wasserwiderstandes von der Geschwindigkeit.

Von H. Lorenz.

Es ist bisher noch nicht gelungen, die aus Versuchen bekannte Veränderlichkeit des Widerstandes eines in tropfbarer oder elastischer Flüssigkeit gleichförmig fortschreitenden festen Körpers mit der Geschwindigkeit aus den Differentialgleichungen dieser Flüssigkeiten mit oder ohne Berücksichtigung der Zähigkeit zu berechnen. Es handelt sich dabei im allgemeinen um sehr verwickelte dreidimensionale Bewegungen der Flüssigkeitsteile in der Umgebung des Körpers, deren mathematisch strenge Behandlung, die augenblicklich noch nicht einmal für die Wellenbewegung reibungsloser Flüssigkeiten restlos durchgeführt ist, vorläufig ganz aussichtslos erscheint. Einigen Erfolg dagegen verspricht die Ermittlung des Energiebedarfs der bei der Beobachtung besonders hervortretenden Vorgänge. Selbstverständlich bedarf eine auf dieser rein phänomenologischen Grundlage gewonnene Näherungsformel für den Widerstand der Prüfung durch die Erfahrung, wofür glücklicherweise hinreichende Versuche vorliegen.

Die hier in Frage kommenden Vorgänge zerfallen nun, wie die Beobachtung von einem fahrenden Schiffe sofort zeigt, in ein Mitnehmen der umgebenden Flüssigkeit und eine Wellenbewegung der letzteren. Die Mitnahme erfolgt zweifellos durch Vermittlung von Reibungskräften zwischen den aneinander hingleitenden Schichten, von denen die an den festen Körper angrenzende daran haftet und somit an dessen Bewegung teilnimmt, während in großem, streng genommen unendlichem Abstande davon Ruhe herrscht. Dieser letzteren Bedingung werden nun die auf Navier und Stokes zurückgehenden Bewegungsgleichungen zäher Flüssigkeiten[1]), die sich für die langsame Laminarströmung in engen Röhren bewährt haben, insofern nicht gerecht, als sie auf eine parabolische Geschwindigkeitsverteilung führen. Dagegen haben Versuche von Calvert am Hinterteil eines Modellbootes sowie solche der Neptune Works in Newcastle am Modell des Schnelldampfers Mauretania eine merklich asymptotische Abnahme dieses sog. Vorstromes nach außen hin ergeben[1]). Genau dieselbe Erscheinung ist natürlich auch in der Umgebung eines rasch durch die Luft bewegten Körpers, z. B. eines Geschosses, zu erwarten, dessen von Mach nach dem Töplerschen Schlierenverfahren aufgenommene Wellenbildung überdies den Schiffswellen sehr ähnelt. Da ferner die Intensität aller dieser Wellen mit der Entfernung vom bewegten Körper stark abnimmt, so wollen wir diese Abnahme sogleich auf die resultierende Geschwindigkeit eines Flüssigkeitselements erstrecken. Beschränken wir unsere Untersuchung auf axial bewegte, langgestreckte Rotationskörper, deren eine Hälfte demnach dem eingetauchten Teile eines Schiffes in grober Annäherung entsprechen würde, so möge in einer Normalebene zur Achse an der Körperoberfläche mit dem Achsenabstand r_1 die Geschwindigkeit w_1 herrschen (Fig. 1). Dieser kann dann im Abstande r die resultierende Flüssigkeitsgeschwindigkeit w durch die empirische Formel

$$w = w_1 e^{\varkappa_0\left(1-\frac{r^2}{r_1^2}\right)} \qquad (1)$$

zugeordnet werden, welche nicht nur den oben erwähnten Grenzbedingungen, sondern auch der Achsensymmetrie genügt; und weiterhin eine Veränderlichkeit von w bzw. w_1 in der Bewegungsrichtung zuläßt. Bei der Fortbewegung der mit dem Körper verbundenen Normalebene um dz durchstreicht das Flächenelement $r\,dr\,d\varphi$ das Volumenelement $r\,dr\,d\varphi\,dz$, in dem mit dem spezifischen Flüssigkeitsgewicht γ und der

[1]) Vgl. z. B. Lorenz, Techn. Hydromechanik, 1910, S. 419 ff.

[1]) Calvert, On the measurement of water current, Inst. Nav. Architects 1893. Vgl. auch Jahrb. d. schiffsbautechn. Gesellschaft 1914, S. 559.

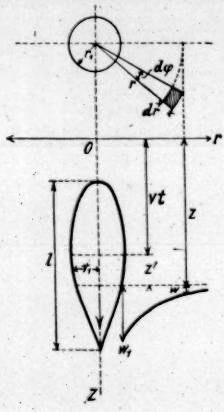


Fig. 1.

Erdbeschleunigung g eine Masse $\frac{\gamma}{g} r\,dr\,d\varphi\,dz$ enthalten ist, der durch Vermittlung der Flüssigkeitsreibung die kinetische Energie

$$dL_1 = \frac{\gamma}{2g} w^2 r\,dr\,d\varphi\,dz \qquad (2)$$

erteilt wird. Die Einführung von (1) und Integration über die Normalebene außerhalb des Körperquerschnitts $\pi {r_1}^2 = F$ liefert alsdann

$$\frac{dL_1}{dz} = \frac{\pi\gamma}{2g} {w_1}^2 \int_{r_1}^{\infty} e^{2\varkappa_0\left(1-\frac{r}{r_1}\right)} r\,dr = \frac{\pi\gamma}{4\varkappa_0 g} {r_1}^2 {w_1}^2. \qquad (2a)$$

Da nun der Bewegungszustand im Abstande r von der Achse durch das Fortschreiten des ganzen Körpers bedingt ist, so werden wir zweckmäßig an Stelle von ${w_1}^2$ in (2b) dessen Mittelwert ${w_0}^2$ sowie den größten Querschnitt F_0 einführen, also mit einer neuen Konstante $\varkappa_1$ kurz

$$dL_1 = \varkappa_1 F_0 {w_0}^2 dz \qquad (2b)$$

schreiben. Auf dem gleichen Wege dz wird aber zur Überwindung der Zähigkeit an der Körperoberfläche F' die Arbeit

$$dL_2 = -\mu_0 \left(\frac{\partial w}{\partial r}\right)_1 dF'\,dz \qquad (3)$$

geleistet, worin der Zeiger 1 die Gültigkeit der Ableitung für den Oberflächenradius r_1 andeuten soll. Streng genommen wäre die Ableitung nicht nach dem Radius, sondern nach der Flächennormale zu nehmen und nur die Axialkomponente des Produktes mit dF' einzuführen. Für geringe Abweichungen der Normale vom Radius, wie wir sie hier stets voraussetzen, ist dagegen unser Ansatz (3) ebenso zulässig wie die Näherungsformel

$$dF' = r_1\,d\varphi\,dz' \qquad (4)$$

für das Element der Körperoberfläche mit der Achsenprojektion dz' des Bogendifferentials im Meridianschnitt. Aus der Verbindung von (1) mit (3) und (4) ergibt sich dann durch Integration über den Umfang 2π und die Körperlänge l (Fig. 1)

$$\frac{dL_2}{dz} = 2\mu_0\varkappa_0 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{l} w_1\,dz' = 4\pi\mu_0\varkappa_0 \int_0^{l} w_1\,dz'$$

oder mit einer neuen Abkürzung μ sowie Einführung eines Mittelwertes w_0' wie in (2a)

$$dL_2 = \mu l w_0'\,dz. \qquad (3a)$$

Der gesamte Arbeitsaufwand auf dem Wege dz ist dann die Summe von (2a) und (3a) und liefert nach Division mit dz den Widerstand

$$W = \frac{d(L_1+L_2)}{dz} = \varkappa_1 F_0 {w_0}^2 + \mu l w_0'. \qquad (5)$$

Für die Bildung der Mittelwerte ${w_0}^2$ und w_0' erinnern wir uns, daß die resultierende Geschwindigkeit w in drei Komponenten w_z, w_r und w_n in axialer, radialer und tangentialer Richtung zerfällt. Von diesen kommt für die Reibung an der Körperoberfläche nur die Axialgeschwindigkeit w_z in Frage, die mit hinreichender Genauigkeit mit der Bahngeschwindigkeit v des Körpers übereinstimmt. Infolgedessen dürfen wir auch im zweiten Gliede von (5) für den Mittelwert kurz

$$w_0' = w_z = v \qquad (5a)$$

schreiben. Eine tangentiale oder Rotationskomponente tritt nur bei Drallgeschossen auf und folgt mit einem Drallwinkel χ sogleich aus der Bahngeschwindigkeit zu $v\,\mathrm{tg}\,\chi$. Dagegen ändert sich die Radialkomponente infolge der Verdrängung periodisch mit dem Abstande z' vom größten Körperquerschnitt und gibt dadurch Anlaß zu der eingangs erwähnten Wellenbildung, die im Falle eines Schiffes an der Wasseroberfläche sich in Transversalwellen kundgibt, während bei Geschossen in der Luft longitudinale Schallwellen entstehen. Mithin erhalten wir mit dem noch zu bestimmenden Mittelwerte u^2 von w_r^2

$${w_0}^2 = v^2(1+\mathrm{tg}^2\chi) + u^2. \qquad (5b)$$

Bezeichnen wir nun den radialen Ausschlag eines Flüssigkeitsteilchens aus seiner Ruhelage mit ξ und seine Schwingungsdauer mit t_0, so verläuft mit $\alpha t_0 = 2\pi$ und einem Dämpfungsfaktor ε die freie Schwingung nach der Formel

$$\frac{d\xi}{dt^2} + \varepsilon\frac{d\xi}{dt} + \alpha^2\xi = 0 \qquad (6)$$

Diese Schwingung schreitet bei einer Wellenlänge λ mit der Geschwindigkeit a derart fort, daß

$$\lambda = a t_0 = \frac{2\pi a}{\alpha} \tag{6a}$$

ist. Infolge des Vorbeistreichens des festen Körpers erfährt nun das Flüssigkeitsteilchen eine radiale Zwangsbeschleunigung

$$q = \frac{v^2}{\varrho} \sin(\varrho, z) \tag{7}$$

an der Körperoberfläche mit dem Krümmungsradius ϱ, wofür wir auch in erster Annäherung wegen der Sinusform der Relativbahn

$$q = v^2 \left(M \cos 2\pi \frac{z'}{\lambda} + N \sin 2\pi \frac{z'}{\lambda} \right)$$

oder mit

$$z' = vt, \quad \frac{2\pi v}{\alpha} = \omega \tag{7a}$$

$$q = v^2 (M \cos \omega t + N \sin \omega t) \tag{7b}$$

schreiben dürfen. Damit aber tritt an Stelle von (6) die Differentialgleichung der erzwungenen Schwingung

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + \varepsilon \frac{d\xi}{dt} + \alpha^2 \xi = q, \tag{8}$$

deren Integral wegen (7b) die Form

$$\xi = C \cos \omega t + D \sin \omega t \tag{8a}$$

besitzt. Hierin bestimmen sich die Faktoren C und D durch Einsetzen von (7b) und (8a) zu

$$\left.\begin{aligned} C &= v^2 \frac{M(\alpha^2 - \omega^2) - N\varepsilon\omega}{(\alpha^2-\omega^2)^2 + \varepsilon^2\omega^2} \\ D &= v^2 \frac{N(\alpha^2 - \omega^2) + M\varepsilon\omega}{(\alpha^2-\omega^2)^2 + \varepsilon^2\omega^2} \end{aligned}\right\} \tag{8b}$$

Aus (8a) folgt ferner die periodische Radialgeschwindigkeit

$$w_r = \frac{d\xi}{dt} = \omega (D \cos \omega t - C \sin \omega t) \tag{9}$$

mit dem Quadrate

$$w_r^2 = \omega^2 \left(\frac{C^2 + D^2}{2} - \frac{C^2 - D^2}{2} \cos 2\omega t - CD \sin 2\omega t \right), \tag{9a}$$

dessen Mittelwert sich mit (8b) zu

$$u^2 = \omega^2 \frac{C^2 + D^2}{2} = \frac{\omega^2 v^4}{2} \frac{M^2 + N^2}{(\alpha^2 - \omega^2)^2 + \varepsilon^2 \omega^2} \tag{9b}$$

berechnet. Führen wir an Stelle der Frequenzen α und ω der freien und erzwungenen Schwingungen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit a der Welle von der Länge λ und die Bahngeschwindigkeit v des Körpers vermittelst der Beziehungen (6a) und (7a) ein, so wird aus (9b) mit den leicht verständlichen Abkürzungen A_1 und c

$$u^2 = \frac{(M^2 + N^2)\lambda^2}{8\pi^2} \frac{v^6}{(a^2 - v^2)^2 + \frac{\varepsilon^2 \lambda^2}{4\pi^2} v^2} = \frac{A_1 v^6}{(a^2 - v^2)^2 + c^2 v^2}. \tag{9c}$$

Durch Verbindung dieses Ergebnisses mit (5b) sowie unter Benutzung von (5a) nimmt schließlich der Widerstand Gl. (5) die Form

$$W = \mu l v + \varkappa_1 F v^2 \left(1 + \operatorname{tg}^2 \chi + \frac{A_1 v^4}{(a^2 - v^2)^2 + c^2 v^2} \right) \tag{10}$$

an, die sich für Schiffe durch $\chi = 0$ noch etwas vereinfacht.

Mit

$$1 + \operatorname{tg}^2 \chi = \frac{1}{\cos^2 \chi}, \quad \frac{\varkappa_1}{\cos^2 \chi} = \varkappa, \quad A_1 \cos^2 \chi = A \tag{10a}$$

kann man auch an Stelle von (10) schreiben

$$W = \mu l v + \varkappa F v^2 \left(1 + \frac{A v^4}{(a^2 - v^2)^2 + c^2 v^2} \right). \tag{10b}$$

Daraus erkennt man, daß durch die Rotation des Körpers um seine in die Bahntangente fallende Achse das Gesetz des Widerstandes formal keine Änderung erleidet. Wir dürfen daher erwarten, daß die Formel (10a) sowohl für Schiffe, als auch für rotierende Langgeschosse gültig bleibt, wobei a im ersteren Falle die von der Wassertiefe abhängige Fortpflanzungsgeschwindigkeit der vom Schiff erregten Wasserwellen, im anderen dagegen die Schallgeschwindigkeit in der Luft bedeutet.

Für die graphische Verdeutlichung trennen wir zweckmäßig den Gesamtwiderstand in die beiden Bestandteile W_1 und W_2 und erhalten nach Division mit v^2

$$\frac{W_1}{v^2} = \varkappa F \left(1 + \frac{A v^4}{(v^2 - a^2)^2 + c^2 v^2} \right), \quad \frac{W_2}{v^2} = \frac{\mu l}{v}. \tag{11}$$

Hiervon stellt das Reibungsglied als Funktion der Geschwindigkeit eine gleichseitige Hyberbel dar, während das erste Glied

$$\left.\begin{aligned} \text{für } v = 0 \quad &\text{den Wert } \frac{W_1}{v^2} = \varkappa F \\ \text{„ } v = \infty \quad &\text{„ „ } \frac{W_1}{v^2} = \varkappa F (1 - A) \end{aligned}\right\} \tag{11a}$$

annimmt und durch Differentiation nach v

$$\frac{d}{dv}\left(\frac{W_1}{v^2}\right) = 2\varkappa F v \left(\frac{2A v^2}{(v^2 - a^2)^2 + c^2 v^2} - \frac{A v^4 (2(v^2 - a^2) + c^2)}{((v^2 - a^2)^2 + c^2 v^2)^2} \right) \tag{12}$$

ergibt. Dieser Ausdruck verschwindet offenbar für $v = 0$, $v = \infty$ und

$$v^2 = v_0^2 = \frac{2a^4}{2a^2 - c^2} > a^2, \qquad (12a)$$

wonach die Kurve der $W_1 : v^2$ die erste der beiden Geraden (11a) im Ausgangspunkt, die andere dagegen asymptotisch berührt und weiterhin für $v = v_0$ den Höchstwert

$$\left(\frac{W_1}{v^2}\right)_0 = \varkappa F\left(1 + \frac{A v_0^4}{v_0^4 - a^4}\right) \qquad (12b)$$

besitzt. Die Asymptote $\varkappa F(1+A)$ wird von der Kurve $W_1 : v^2$ in einem Punkte geschnitten, dessen Abszisse sich aus

$$v^2 = \frac{a^4}{2a^2 - c^2} = \frac{v_0^2}{2} \qquad (12c)$$

zu $v = 0{,}7\, v_0$ berechnet. Hiernach zeigt die Kurve der $W : v^2$ den durch Fig. 2 wieder-

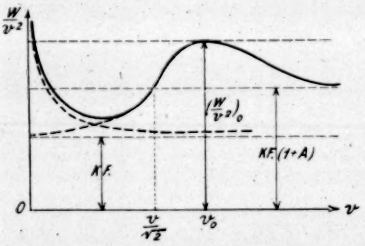


Fig. 2.

gegebenen Verlauf, der auch durch Versuche an Schiffen[1]) sowie mit Geschossen[2]) gut bestätigt wurde. In den empirisch aufgenommenen Kurven wird man zunächst den Höchstwert (12b) festlegen und dann aus dessen Abszisse v_0 durch (12c) die Lage der oberen Asymptote ermitteln. Damit ist zugleich $\varkappa F(1+A)$ bestimmt, während die Auswertung der Konstanten $\varkappa F$ und A noch eine weitere Formel erfordert. Diese ist dann durch (12c) gegeben, in der allerdings auch die Schallgeschwindigkeit a bekannt sein muß, mit deren Hilfe aus (12a) und (12c) die Konstante c, welche die Dämpfung enthält, folgt. Das für das Reibungsglied $W_2 : v^2$ maßgebende Produkt μl kann wenigstens angenähert aus dem Verlaufe des an der Ordinatenachse aufsteigenden Kurvenendes mit Hilfe der dazugehörigen Hyperbelasymptote $\varkappa F$ entnommen werden. Es spielt indessen für praktisch ballistische Zwecke nur eine so untergeordnete Rolle, daß man sich hierfür unbedenklich mit der Anwendung der vereinfachten Widerstandsformel

$$W_1 = \varkappa F v^2 \left(1 + \frac{A v^4}{(v^2 - a^2)^2 + c^2 v^2}\right) \qquad (11b)$$

begnügen darf, deren Verlauf den aus der Theorie erzwungener Schwingungen wohlbekannten Resonanzkurven entspricht. Von ihnen unterscheidet er sich nur durch die über dem Ausgang liegende Asymptote infolge der Zunahme des Zählers des (zweiten) Wellengliedes in der Klammer von (11c) mit der Geschwindigkeit v, während bei gewöhnlichen Schwingungsvorgängen dieser Zähler konstant bleibt. Der asymptotische Verlauf nach Überschreitung der Wellengeschwindigkeit besagt ferner eine erneute Annäherung an das quadratische Widerstandsgesetz, welches mit Vernachlässigung der Oberflächenreibung W_2 auch für kleine Geschwindigkeiten hinreichend genaue Geltung besitzt. Man kann die Zunahme der Konstante von $\varkappa F$ auf $\varkappa F(1+A)$ beim Übergang von einer Bewegungsart in die andere auch durch eine Vermehrung der mitgeführten Flüssigkeit in der Umgebung des bewegten Körpers infolge der mit ihm fortschreitenden, in den Machschen Lichtbildern deutlich sichtbaren Stauwelle erklären, die wie ein vergrößerter Querschnitt wirken muß.

Die praktische Verwendung der Widerstandsformel bietet keine Schwierigkeiten, solange es sich um eine gleichförmige Bewegung mit vorgelegter Geschwindigkeit handelt. Ändert sich die letztere dagegen auf dem Wege s, so wird die Einführung der aus (10b) bzw. (11b) durch Division mit der Masse m folgenden Verzögerung

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{2}\frac{d(v^2)}{ds} = \frac{W}{m} \qquad (13)$$

in die Bewegungsgleichungen nötig, deren Integration in geschlossener Form danach aussichtslos erscheint. Man wird sich also auch hier, wie schon bisher, mit graphischen Integrationen unter Zuhilfenahme von Mittelwerten der Verzögerung in bestimmten Geschwindigkeitsintervallen begnügen und danach für die Ballistik Schußtabellen berechnen, für die nach dem Kriege ein reiches Erfahrungsmaterial zu Gebote stehen dürfte. Hier wollen wir uns auf die angenäherte Ermittelung der Abnahme der kinetischen Energie (Wucht) längs einer horizontalen Bahn auf Grund der abgekürzten Formel (11b) beschrän-

1) Paulus, Versuche zur Ermittlung des Einflusses der Wassertiefe auf die Geschwindigkeit der Torpedoboote, Zeitschr. d. V. D. Ingenieure 1904, S. 1870, wo auch auf ältere Versuche von Rasmussen und Rota Bezug genommen wird, sowie Schütte, Verhandl. d. Int. Schiffahrtskongresses zu Düsseldorf 1902.

2) Becker und Cranz. Messungen über den Luftwiderstand für große Geschwindigkeiten, sowie v. Eberhardt, Neue Versuche über Luftwiderstand, Artill. Monatshefte 1912.

ken. Zu diesem Zwecke benutzen wir sogleich in Fig. 3 die Geschwindigkeitsquadrate v^2 als Abszissen, denen wir nach oben die Widerstände W_1, nach unten dagegen die zurückgelegten Wege s zuordnen. In diesem Diagramm erscheinen die beiden Geraden $\varkappa F$ und $\varkappa F(1+A)$ als vom Koordinatenanfang ausgehende Strahlen. Da ferner

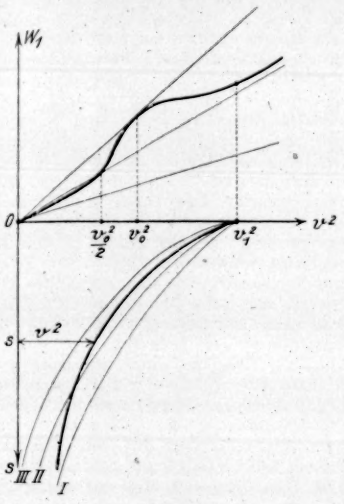


Fig. 3.

$$\frac{dW_1}{d(v^2)} = \varkappa F\left(1 + \frac{3Av^4}{(v^2-a^2)^2+c^2v^2} - \frac{Av^6(2(v^2-a^2)+c^2)}{((v^2-a^2)^2+c^2v^2)^2}\right) \quad (14)$$

für $v^2 = v_0^2$ wegen des Verschwindens der Klammer von (12) in

$$\left(\frac{dW_1}{d(v^2)}\right)_0 = 1 + \frac{Av_0^4}{v_0^4-a^4} = \left(\frac{W_1}{v^2}\right)_0 \quad (14a)$$

übergeht, so entspricht auch der Tangente an den Höchstwert in Fig. 2 eine Gerade durch 0 in Fig. 3, welche die Widerstandskurve für die Abszisse v_0^2 berührt. Ebenso entsprechen sich auch die Schnittpunkte der Widerstandskurven mit den Asymptoten

$$\varkappa F(1+A) \text{ bzw. } \varkappa F(1+A)v_0^2$$

in Fig. 2 und Fig. 3. Da nun für ein rein quadratisches Widerstandsgesetz

$$\frac{d(v^2)}{ds} = -kv^2 \quad (15)$$

sich durch Integration von einer vorgelegten Anfangsgeschwindigkeit v_1

$$sk = \lg n \frac{v_1^2}{v^2} \quad (15a)$$

ergibt, so entsprechen den drei von 0 ausgehenden Geraden im Widerstandsdiagramm der Fig. 3 drei logarithmische Kurven im zugehörigen Energie-Wegdiagramm mit demselben Ausgangspunkt v_1^2 auf der Abszissenachse, nämlich

$$\left.\begin{aligned} \text{I.}\quad & 2\varkappa Fs = m \lg n \frac{v_1^2}{v^2}, \\ \text{II.}\quad & 2\varkappa Fs(1+A) = m \lg n \frac{v_1^2}{v^2}, \\ \text{III.}\quad & 2\varkappa Fs\left(1 + \frac{Av_0^4}{v_0^4-a^4}\right) = m \lg n \frac{v_1^2}{v^2}. \end{aligned}\right\} \quad (15b)$$

Zwischen ihnen verläuft die stark ausgezogene Energie-Wegkurve mit der Differentialgleichung

$$\frac{d(v^2)}{ds} = -2\frac{\varkappa F}{m}v^2\left(1 + \frac{Av^4}{(v^2-a^2)^2+c^2v^2}\right) = 2\frac{W_1}{m}, \quad (13a)$$

deren graphischer Integration praktisch nichts im Wege steht, wenn die Konstanten, wie oben angedeutet, einmal gegeben sind. Man erkennt übrigens, daß infolge Festlegung der Integrationskonstanten durch den Ausgangspunkt v_1^2 der Schnittpunkt im oberen und unteren Diagramm nicht mehr dieselbe Abszisse besitzen kann, während eine Berührung der Energie-Wegkurve mit der logarithmischen Linie III entsprechend dem Höchstwerte von $W_1 : u^2$ überhaupt nicht zustande kommt.

Zum Schluß möge noch eine kurze Bemerkung über die bisherigen Versuche einer Theorie des Widerstandes Platz finden. Diese darf für kleine Geschwindigkeiten, bei denen die Wellenbildung nur eine untergeordnete Rolle spielt, auf hydrodynamischer Grundlage durch Überlagerung einer Parallelströmung und einer Zirkulation nach den Ansätzen von Kutta und Joukovsky unter Hinzunahme der Grenzschichtentheorie Prandtls sowie der v. Kármánschen Wirbelablösung als befriedigend gelöst betrachtet werden. Es geschah dies vorwiegend unter dem Einfluß der Entwicklung der Luftschiffahrt, welche hierdurch ihre theoretische Grundlage erhielt.

Für große Geschwindigkeiten habe ich, angeregt durch ein von Cranz im Artikel Ballistik der Enzykl. d. math. Wissensch., Bd. IV, wiedergegebenes Diagramm der bis dahin (1903) vorliegenden Versuchsergebnisse, eine erste Widerstandstheorie in meiner Techn. Wärmelehre (1904) § 13 auf Grund vorangehender Untersuchungen über Gasströmungen aufgestellt. Da hierbei die innere Reibung (Dämpfung) unberücksichtigt

blieb, so ergab sich für die Übereinstimmung der Bahn- und Schallgeschwindigkeit $v = a$ ein Geschoß mit unendlich großem Widerstandsquotienten $W : v^2$, der danach einer Konstanten asymptotisch zustrebte. Nach dem Bekanntwerden der oben erwähnten Versuche an Schiffen griff ich den Gegenstand 1907 (Zeitschr. d. Ver. D. Ing. S. 1824) nochmals auf, indem ich zu der wie oben empirisch festgelegten Vorstromgeschwindigkeit den Höchstwert der gleich gerichteten Wellengeschwindigkeit hinzufügte. Unter Berücksichtigung einer Dämpfung für die letztere in der Nachbarschaft des bewegten Körpers ergab sich dann in der Tat das versuchsmäßig festgestellte Resultat des Quotienten $W : v^2$ nach Überschreiten der Wellengeschwindigkeit. Daß es sich hierbei um eine Verbindung des Reibungs- und Wellenwiderstands handelte, wurde sowohl von Sommerfeld, der in der Klein-Sommerfeldschen Theorie des Kreisels (Heft IV, 1910, S. 925) eine praktisch allerdings unbrauchbare Analogie aus dem Verhalten der Elektronen heranzog, als auch von Prandtl in seinem ausgezeichneten Artikel „Gasbewegung" im Handwörterbuch der Naturwissenschaften 1913 anerkannt, beiderseits ohne Erwähnung meiner Ansätze. Diese waren freilich insofern nicht einwandfrei, als in ihnen nur die der Bahn parallele Komponente der Schwingungsbewegung zum Ausdruck gelangte, und fernerhin unnötigerweise als klein gegen die Körperbewegung angesehen wurde. Diesen Mängeln habe ich in der vorliegenden Neubearbeitung durch Addition der Energiebeträge unter gleichzeitiger Mittelwertsbildung über die Wellenbewegung abgeholfen, wodurch deren lineare Glieder aus der Widerstandsformel herausfallen, die somit gegen früher eine bemerkenswerte Vereinfachung erfährt. Dadurch wird außerdem die Bedeutung der einzelnen Konstanten, die Cranz in der zweiten Auflage seiner äußeren Ballistik (1910, S. 43) nicht mit Unrecht beanstandet hatte, aufgeklärt und ihre Ermittlung aus Versuchskurven erleichtert. Die seitdem von Cranz und Becker sowie von Eberhardt in den Artilleristischen Monatsheften 1912 veröffentlichten Versuchskurven zeigen übrigens eine so gute Übereinstimmung mit dem theoretischen Widerstandsgesetz Fig. 2, daß dieses trotz seiner rein phänomenologischen Herleitung wohl als Grundlage für weitere Arbeiten, insbesondere zur Schußtafelberechnung benutzt werden kann.

(Eingegangen 2. Mai 1917.)

Erfahrungen mit photoelektrischen Zellen.

Von E. Barkow.

Nach den günstigen Erfahrungen, die Elster und Geitel[1]) mit der Verwendung lichtelektrischer Zellen zu photometrischen Zwecken gemacht hatten, wurden am Meteorologisch-Magnetischen Observatorium zu Potsdam Messungen der Sonnenhelligkeit mit einer Kalizelle in das Beobachtungsprogramm aufgenommen. Bei den Beobachtungsterminen wurde zwei Jahre lang (April 1914—April 1916) ein Kaliphotometer von Elster und Geitel in einer Montierung von Günther & Tegetmeyer in Braunschweig benutzt. Der Tubus des Instruments wurde mit Hilfe einer Visiervorrichtung auf die Sonne gerichtet. Bei den großen zu messenden Helligkeiten wurden die Photoströme galvanometrisch gemessen. Das untere Ende des Tubus war durch eine matte Quarzscheibe verschlossen, so daß immer nur diffuses, unpolarisiertes Licht gleichmäßig auf die Zelle fiel. Die nötige Reduktion der Helligkeit wurde anfänglich durch eine Irisblende, später durch Einsteckblenden bewirkt, um immer einen passenden und nicht zu großen Ausschlag des Galvanometers zu erhalten. Abgesehen von der ersten Zeit wurde nur dann beobachtet, wenn während der Messungszeit die Sonne wolkenfrei war; dabei konnte immer die kleinste Blende von 3 mm Durchmesser in Anwendung kommen. Als Galvanometer diente während des ersten Jahres ein altes Galvanometer von Keiser & Schmidt, das später durch ein Drehspulgalvanometer von Siemens & Halske ersetzt wurde, mit dem auch alle weiter unten besprochenen Messungen ausgeführt wurden. Da seine Empfindlichkeit etwas zu groß war, wurde sie durch einen Nebenschluß auf etwa den vierten Teil herabgesetzt, wodurch auch eine sehr nahe aperiodische Dämpfung erreicht wurde. Ausschlag und Stromstärke waren genau proportional. Die Empfindlichkeit betrug $2{,}38 \cdot 10^{-9}$ Amp. für ein Millimeter Ausschlag. Als Hilfsspannung wurde eine kleine Hochspannungsakkumulatoren-Batterie nach Zehnder von 20 Zellen, also rund 40 Volt benutzt. Bei der kleinsten Blende und dieser Spannung betrug die Maximalbelastung der Kalizelle immer unter 10^{-6} Amp., vielleicht abgesehen von der ersten Zeit, wo versehentlich infolge zu großer Blende ein stärkerer Strom hindurchging.

Die regelmäßige Benutzung der Zelle erstreckte sich auf die Zeit vom April 1914 bis April 1916. Das Messungsschema war in der

1) Diese Zeitschr. **13**, 739—744, 1912; **14**, 741—752, 1913; **15**, 610—611, 1914.

Regel das folgende. Bei abgedeckter Zelle Einschalten der Spannung, Einstellen auf die Sonne, Ablesen der Ruhelage des Galvanometers, Exposition der Zelle, Ablesen des Ausschlags, Vorschalten eines Flintglases, um die kurzwelligeren Strahlen abzuhalten, Ablesen, zweite Ablesung ohne Flintglas, Ruhelage, Abschalten der Spannung. Zwischen den beiden gleichartigen Ablesungen ohne Flintglas ergaben sich häufig Differenzen bis zu einigen Prozent. Erkennbare Ursachen waren nicht vorhanden, da ja immer nur bei klarem Himmel gemessen wurde. Wenn auch kurzdauernde Schwankungen der Sonnenstrahlung an der Erdoberfläche vorkommen, so hätte sich dies doch nur dadurch bemerkbar machen können, daß sich die Abweichung einmal in dem einen Sinne zeigte und ein anderes Mal im entgegengesetzten Sinne. Auffällig war die Einseitigkeit, mit der die zweite Messung meist geringere Werte ergab; auch waren die vorkommenden Abweichungen nach oben meist von geringerer Größe. Andererseits waren bestimmte Regeln nicht ableitbar.

Diese Verhältnisse erforderten jedenfalls eine nähere Untersuchung. Auch mußten noch die Konstanten der Kalizelle bestimmt werden, die zur Zurückführung der gemessenen Photoströme auf Helligkeiten notwendig waren. Über diese Untersuchungen soll in den folgenden Zeilen näher berichtet werden.

Da es bekannt ist, daß die Intensität der Sonnenstrahlung auch bei ganz klarem, wolkenfreiem Himmel kurzdauernden Schwankungen unterliegt, so mußte zur Untersuchung eine konstante, künstliche Lichtquelle gebraucht werden, von solcher Helligkeit, daß Photoströme von derselben Größe wie bei der Sonne erzeugt wurden. Vorversuche mit einer 100 kerzigen Halbwattlampe zeigten, daß diese Forderung erfüllt werden konnte. Die vorhandene Gleichstromanlage des Observatoriums setzte der Wahl einer hellen Lampe aber eine gewisse Grenze. Es wurde daher eine Nitra-Projektionslampe von 300 Watt beschafft, die bei 50 Volt und etwa 6 Amp. der vorhandenen Spannung von 56 Volt und dem Leitungsnetz angepaßt war. Bei den Versuchen wurde sorgfältig darauf gesehen, daß die Akkumulatorenbatterie während der Messungen gar nicht anderweitig benutzt wurde. Außerdem wurde der Lampenstrom genau unter Kontrolle gehalten, so daß er bis auf 0,1 Proz., der Ablesegenauigkeit des 10 Ohm Präzisions-, Volt- und Ampèremeters von Siemens & Halske, konstant blieb. Die Helligkeit der Lampe wurde mit einem Weberschen Milchglasplatten-Photometer an die Normal-Hefner-Kerze angeschlossen und ergab sich bei verschiedenen Strombelastungen zu folgenden Werten (Tabelle I).

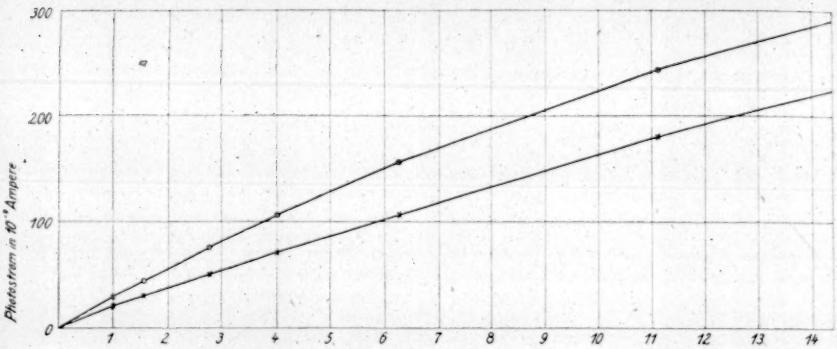
Tabelle I.

Amp.	Helligkeit in Meterkerzen
5,450	620,7
5,400	589,3
5,350	556,2

Aus der Genauigkeit der Strommessung folgt daher eine Konstanz der Helligkeit von etwa $^1/_2$ Proz., so daß Änderungen von einem Proz. wohl noch als zulässig gelten können. Selbstverständlich wurde vor Beginn jeder Messung die Projektionslampe etwa 10—15 Minuten gebrannt, damit sich Lampe, Widerstände, usw. auf ihren stationären Wert einstellen konnten.

Es waren für diese Untersuchung hauptsächlich vier Fragen von Wichtigkeit, deren Beantwortung zum Teil auch notwendig war für die weitere Verwertung der Messungen: Welche Beziehung besteht zwischen Helligkeit und Photostrom; wie hängt der Photostrom von der angelegten Spannung ab; zeigen sich vorübergehende Ermüdungserscheinungen; ist die Zelle zeitlich konstant?

Die oben erwähnten Beobachtungen deuten jedenfalls auf Ermüdungserscheinungen. Es erschien die Feststellung von Wichtigkeit, ob die Vorgänge etwa nur eine besondere Eigenschaft der in Potsdam benutzten Kalizelle waren oder nicht. An eine Selbstherstellung von Zellen konnte nicht gedacht werden, da hierzu alle Einrichtungen fehlten. Eine zweite Zelle derselben Herkunft, die von Dr. Kähler über ein Jahr in Kolberg ebenfalls zu Messungen der Sonnenhelligkeit benutzt war, konnte auch mit untersucht werden. Außerdem erboten sich die Bergmann-Elektrizitätswerke, die seit einiger Zeit solche Zellen herstellen, dankenswerterweise dazu, zwei Zellen leihweise zu diesen Versuchen zur Verfügung zu stellen. Beide waren ebenfalls Kalizellen, die eine mit Wasserstoff gefüllt, die andere mit Argon. Die Potsdamer und die Kolberger Zelle wurden in ihren festen Montierungen mit den dazu gehörigen matten Quarzscheiben gemessen. Die beiden Bergmannzellen wurden gut isoliert in einen schwarzen Holzkasten gesetzt, der vorne durch eine Mattglasscheibe verschlossen war. Davon wurde nur eine runde Öffnung von 30 mm Durchmesser frei gelassen. Der Mittelpunkt der Zelle war etwa 13 cm von der Mattglasscheibe entfernt. Das auf die Zelle fallende Licht war so ganz diffus. Durch Änderung des Abstands der Projektionslampe von der Mattscheibe zwischen



* * Bergmannzelle mit Wasserstoff bei 37,0 Volt.
* * „ „ Argon „ 41,0 „
Lichtintensität (Intensität 1 = ungefähr 47 Meterkerzen).

Beziehung zwischen Photostrom und Lichtintensität.

Fig. 1.

20 und 100 cm konnte die Belichtung der Zelle im Verhältnis von 25 zu 1 verändert werden. Um einen ungefähren Anhalt über die absoluten Werte des einfallenden Lichtes zu erhalten, wurde der lichtschwächende Einfluß der Mattscheibe bestimmt. Die Photoströme ohne und mit Milchglasscheibe verhielten sich wie 13,3 : 1, wenn die Abstände vom Mittelpunkt der Zelle bzw. von der Mattscheibe in Rechnung gestellt wurden. Die benutzten Intensitäten sind also 47 bis etwa 1200 Meterkerzen.

Die Photoströme sind in diesem Bereich nicht streng proportional den Helligkeiten, wie Fig. 1 zeigt. Die Zunahme des Photostroms ist geringer als die der Intensität. Die höchste vorgekommene Strombelastung der Zelle betrug etwa $5 \cdot 10^{-7}$ Amp.

Für die Potsdamer Zelle (Fig. 1) liegen zwei Messungsreihen vor. Beide ergeben mit sehr großer Annäherung eine lineare Beziehung zwischen Lichtintensität und Photostrom. Die Änderung der Helligkeit konnte hier erstens durch Abstandsänderung und zweitens durch die Wahl verschiedener Blenden, also in noch größerem Umfang als bei den Bergmann-Zellen bewirkt werden. Es wurden drei Blenden angewandt von 3, 10 und 30 mm Durchmesser. Die Helligkeiten hätten sich im Verhältnis des Quadrates der Blendendurchmesser ändern müssen, also $10^2/3^2 = 11{,}11$; $30^2/5^2 = 100{,}0$; $30^2/10^2 = 9{,}00$. Es ergaben sich aber folgende Zahlen (Tabelle II).

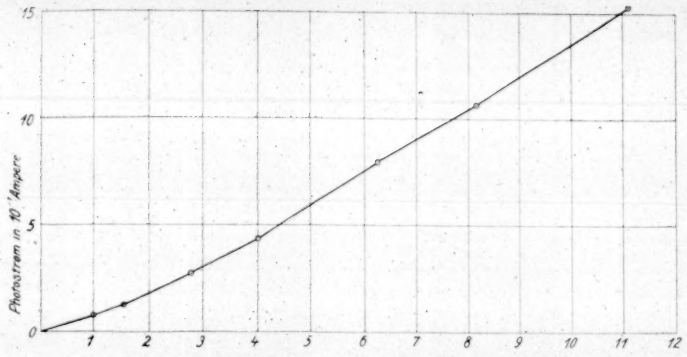
Sie weichen zum Teil erheblich ab von den theoretischen Zahlen. Das mag zum Teil daher rühren, daß die Blenden nicht genau die angegebene Größe besitzen, daß ferner das

Tabelle II.

Lampenabstand cm	Blendenverhältnis 10 3	30 3	30 10
40,0	11,57	90,89	7,85
60,0	11,68	89,72	7,69
80,0	12,23	—	—
100,0	11,23	88,56	7,88

einfallende Licht nicht parallel ist, Mattscheibe und Blende liegen ja nicht genau in einer Ebene, und daß schließlich, und das ist wohl der Hauptgrund, vor allem bei größeren Blenden die Randteile der Mattscheibe auf die Zelle nicht mehr mit ihrer ganzen Fläche einwirken, sondern zum Teil durch die Wände der Zelle abgeblendet werden. Weitere Ungenauigkeiten beruhen darauf, daß bei kleinen Blenden die Photoströme selbst klein sind und daher weniger genau gemessen werden können, wodurch natürlich auch ihr Quotient weniger sicher wird. Ich kann aber die Zahlen der Tabelle II jedenfalls dazu benutzen, die Messungen bei verschiedenen Blenden aufeinander zu reduzieren. Die Helligkeiten bei derselben Blende, aber verschiedenen Lampenabständen sind recht genau umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernungen. Nehme ich die Lichtmenge, die die Kalizelle bei 100 cm Abstand und der kleinsten Blende von 3 mm erhält, als Einheit an, so erhalte ich die Werte der Tabelle III.

Die Zahlen gelten für eine Hilfsspannung von 41,2 Volt; der Lampenstrom betrug 5,500 Amp. Trage ich mir die Zahlen der Tabelle III graphisch auf, so erhalte ich mit größter Annäherung eine Gerade. Eine zweite



Lichtintensität (Einheit = 556 Meterkerzen auf die Mattscheibe von 30 mm Durchmesser).
Beziehung zwischen Lichtintensität und Photostrom bei 42 Volt.

Fig. 2. Kalizelle Kolberg.

Tabelle III.

Lichtstärke	Photostrom in 10^{-9} Amp.
1	1,46
1,56	2,15
2,78	3,99
6,25	8,90
11,2	16,4
19,1	26,3
32,5	46,0
72,3	103,0
88,6	129,3
249,0	358,5
568,1	808,9

Reihe von Messungen rund 4 Monate später (14. Dezember 1915 bzw. 27. April 1916) ergab ebenfalls Proportionalität zwischen Photostrom und Belichtung.

Die Kolberger Kalizelle zeigte hingegen ein anderes Verhalten, sowohl als die Bergmannzellen als auch die Potsdamer Zelle. Der Photostrom steigt stärker, als es die Lichtintensität tut (Fig. 2).

Die Krümmung der Kurve ist besonders im unteren Teil nicht unerheblich.

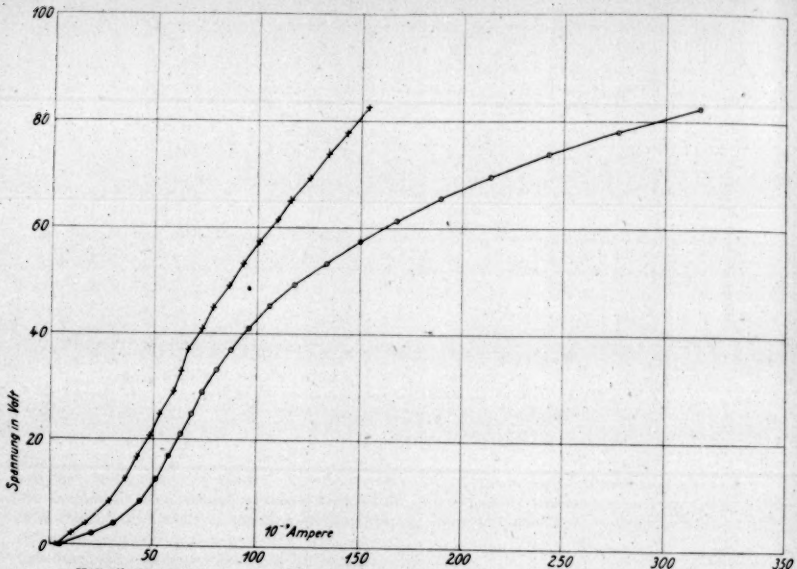
Alle diese Beziehungen zwischen Photostrom und Lichtstärke sind aber nicht einmal eindeutig. Sie hängen unter anderm noch von der der Zelle angelegten Spannung ab. Lasse ich Lampenabstand und Lampenstrom ungeändert, und wechsele nur die Blende, so wäre zu erwarten, daß der Quotient der Photoströme unveränderlich wäre. Das ist aber nicht der Fall, sondern er wechselt mit der Höhe der angelegten Spannung auch bei der Potsdamer Zelle, was nach der obigen linearen Beziehung zwischen Helligkeit und Photostrom nicht erwartet werden konnte. Wie Tabelle IV zeigt, hat bei der Potsdamer Zelle der Quotient ein Minimum bei mittleren Spannungen, während er bei der Kolberger Zelle mit steigender Spannung dauernd zunimmt. Dies Verhalten läßt vermuten, daß die gefundene lineare Beziehung bei der Potsdamer Zelle nur ein zufälliges Resultat ist, das bei der gerade gewählten Spannung von rund 40 Volt eintritt, während es bei anderen Spannungen nicht vorhanden ist.

Tabelle IV.

Spannung Volt	Photostrom in 10^{-9} Amp.					
	Potsdamer Zelle			Kolberger Zelle		
	Blende 30 mm	Blende 10 mm	Quotient	Blende 30 mm	Blende 10 mm	Quotient
0	24,0	2,8	8,57	33	4,8	6,88
10	242	32,2	7,49	340	47,0	7,36
20	350	49,0	7,40	471	62,2	7,57
30	438	60,3	7,26	583	75,7	7,70
40	557	72,0	7,74	741	93,6	7,92
50	670	87,7	7,64	990	120,6	8,21
60	817	105,5	7,74	1370	160,3	8,55
70	991	125,7	7,88	—	219,0	—
80	1183	147,4	8,03	—	—	—

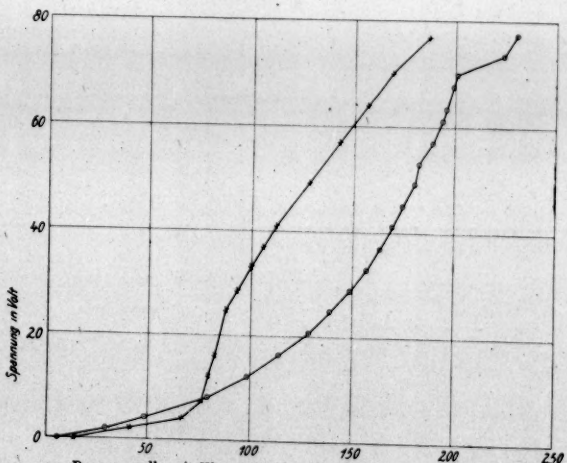
Auch die beiden Bergmann-Zellen zeigen ein ähnliches Verhalten. Wenn ich hier den Abstand der Lichtquelle ändere, so ist auch hier das Verhältnis der beiden Photoströme nicht gleich bleibend, sondern ändert sich mit der Spannung. Die Zahlenwerte sind in Tabelle V mitenthalten, die noch eine andere Erscheinung zeigt, auf die ich gleich zu sprechen kommen werde.

Da die Akkumulatorenspannung sich im



×× Kalizelle Potsdam
•• Kalizelle Kolberg
} 40 cm Abstand der Lampe (556 Kerzen).

Fig. 3.



×× Bergmannzelle mit Wasserstoff. 50 cm Abstand der Lampe (621 Meterkerzen).
•• Bergmannzelle mit Argon. 30 cm Abstand der Lampe (621 Meterkerzen).
Stromstärke in 10^{-9} Amp.

Fig. 4.

Laufe der Zeit etwas ändert[1]), so muß auch die Abhängigkeit des Photostroms von ihr bestimmt werden, um den gemessenen Photostrom auf eine als normal angenommene Spannung zu ermöglichen. Dabei beschränkte ich mich nicht auf den kleinen für diesen Zweck notwendigen Bereich, sondern änderte die Spannung zwischen 0 und etwa 80 Volt. Die Stromspannungskurve wurde in der Weise aufgenommen, daß bei gleichbleibender Helligkeit der Photostrom gemessen wurde unter Änderung der angelegten Spannung. Und zwar wurde gemessen bei den Spannungen 2, 4, 8 usw. in Stufen von 4 Volt bis 80 Volt. Dasselbe geschah bei anderen Helligkeiten, die durch Lampenabstand oder auch Blende verändert wurden. Der qualitative Charakter der Kurven war bei den verschiedenen Helligkeiten derselbe, wechselte aber mit der benutzten Zelle. Die Form der Kurve ist demnach als Charakteristikum der Zelle aufzufassen. Sie ist bedingt durch den nicht überall gleichen Abstand der beiden Elektroden voneinander[2]). Es scheint sich bei nicht zu hohen Intensitäten Sättigungsstrom ausbilden zu wollen; bei höheren Spannungen tritt Stoßionisation ein, die den Gesamtstrom wieder stärker ansteigen läßt und zunächst in den Teilen der Zelle einsetzt, wo die beiden Elektroden am nächsten benachbart sind und sich bei wachsenden Spannungen über den ganzen Zellraum ausdehnt. Die kritische Spannung ist verschieden je nach Lichtempfindlichkeit, also Ionenproduktion, Gasdruck und Dimensionen der Zelle. Schließlich kommt auch noch die gegenseitige Beeinflussung benachbarter Stromfäden hinzu. Zum Teil dürfte auch die Inkonstanz des Quotienten der Photoströme damit zusammenhängen. Fig. 3 und 4 zeigen die Form der Stromspannungskurve für die vier Zellen.

Eine weitere sehr wichtige Frage ist die nach der Unveränderlichkeit der Zellen, ob vorübergehende oder dauernde Veränderungen der Lichtempfindlichkeit vorkommen und welche Beträge sie erreichen.

Zunächst wurde der Einfluß einer längeren Belichtungszeit auf die beiden Bergmannzellen untersucht. Nachdem erstmalig die Stromspannungskurve am 18. Februar 1916 aufgenommen war, wurde sie nach drei Tagen völliger Dunkelheit vom 21.—22. Februar 1916 24 Stunden lang einer

Tabelle V.

Datum der Messung	Spannung	Wasserstoffzelle					Argonzelle				
		Photostrom $\times 10^{-9}$ Amp.			Quotient		Photostrom $\times 10^{-9}$ Amp.			Quotient	
		Abstand cm					Abstand cm				
		50	30	20	20/50	30/50	50	30	20	20/50	30/50
18. Februar 1916	20	84,0	200,6	375	4,49	2,39	50,0	127,3	258	5,16	2,55
	40	110,4	270,6	506	4,59	2,45	64,7	167,7	344	5,32	2,59
	60	148,7	360,0	682	4,59	2,42	75,1	192,0	386	5,14	2,56
	75	178,3	432,0	814	4,57	2,42	88,1	227	475	5,39	2,58
22. Februar 1916	20	67,0	178,0	371	5,63	2,66	44,5	114,5	232	5,20	2,57
	40	86,6	230,0	490	5,66	2,66	56,8	150,0	309	5,44	2,64
	60	112,3	305	650	5,79	2,72	65,1	173,6	355	5,46	2,67
	75	136	367	800	5,88	2,70	78,7	204,5	417	5,30	2,60
24. Februar 1916	20	62,5	170,0	358	5,72	2,72	45,2	111,5	234	5,18	2,47
	40	83,0	220,0	475	5,72	2,65	58,3	148	307	5,27	2,54
	60	107,0	294	645	6,03	2,75	65,0	170	352	5,42	2,61
	75	131	355	772	5,90	2,71	76,5	—	427	5,58	—
26. Februar 1916	20	68,0	182,0	386	5,68	2,68	44,5	110	230	5,17	2,47
	40	87,5	237	510	5,83	2,71	58,0	148	300	5,17	2,55
	60	114,5	315	680	5,94	2,75	65,0	168,5	344	5,29	2,59
	75	139	378	830	5,97	2,72	76,0	198	408	5,37	2,61
28. Februar 1916	20	67,0	180	382	5,71	2,69	44,5	111,5	235	5,28	2,51
	40	87	231	505	5,80	2,66	57,5	148,5	307	5,43	2,58
	60	115	311	678	5,70	2,89	65,5	169,0	351	5,36	2,58
	75	139	374	820	5,90	2,69	77,0	202	420	5,45	2,62
29. April 1916	20	66,0	174	355	5,38	2,64	46,0	114,5	236	5,13	2,49
	40	87,5	227	468	5,35	2,59	60,0	152,0	311	5,18	2,53
	60	114	302	628	5,51	2,65	68,0	173	353	5,19	2,54
	75	136	361	760	5,59	2,65	78,0	210,5	434	5,56	2,70

1) Bei allen diesen Messungen wurde die Spannung mit einen Präzisionsvoltmeter gemessen; das Instrument lag dauernd an der Akkumulatoren-Batterie.

2) H. E. Ives (Astrophysical Journal **39**, 428 bis 458), 1914 und H. E. Ives, Saul Dushman und E. Karrer (ebenda **43**, S. 9—35) haben die Frage nach der Proportionalität zwischen Helligkeit und Photostrom eingehend untersucht und haben auf Grund ihrer Feststellungen photoelektrische Zellen konstruiert, bei denen genaue Proportionalität vorhanden ist.

Belichtung einer 32kerzigen Glühlampe ausgesetzt, die von den Zellen $^1/_2$ m entfernt war. Durch die Zelle floß dabei ein Strom. Es lagen 40 Volt an der Zelle und ein Ballastwiderstand von 2000 Ohm lag außer der Zelle im Stromkreis. Darauf wurde bei drei Helligkeiten, die sich wie 25 : 9 : 4 verhielten, bei Abständen der Projektionslampe von 20, 30 und 50 cm, wieder die Stromspannungskurve aufgenommen. Zuletzt wurde nur die eine bei dem mittleren Abstand mit derselben Genauigkeit wie beim ersten Mal, die andern nur bei wenigen geeigneten Punkten. Das wurde nach je zwei Tagen völliger Dunkelheit im ganzen dreimal wiederholt. Die letzte Messung war am 28. Februar 1916. Die Ergebnisse wurden graphisch aufgetragen und daraus die Stromstärke für die ganzen Volt, 20, 40, 60 und 75 Volt entnommen. Diese Werte zeigt Tabelle V. Es zeigte sich überall eine nicht unbedeutende Herabminderung der Empfindlichkeit von rund 10 Proz. Diese Abnahme setzte sich noch für einige Tage fort, um dann langsam wieder zurückzugehen. Bei der Wasserstoffzelle zeigte sich am vierten Tage ein Maximum, das bei der größten Helligkeit sogar etwas über den Anfangswert hinausging, aber dann wieder nachließ. Die Argonzelle schien sich ganz langsam wieder zu erholen, ohne jedoch den Anfangswert wieder zu erreichen. Eine Wiederholung der Messungen am 29. April 1916, also nach zwei Monaten, zeigt für die Argonzelle ein langsames Weitersteigen der Empfindlichkeit und für die Wasserstoffzelle ein weiteres Herabgehen. Fig. 5 zeigt für die mittlere Helligkeit und die Spannung von 40 Volt das Verhalten der beiden Zellen. Wie schon aus den eben gemachten Angaben hervorgeht, hat sich auch die Stromspannungskurve wenn auch nicht ihrem Charakter nach, so doch in ihren quantitativen Abmessungen verändert. Das zeigt deutlich das Verhalten der Quotienten für die verschiedenen Lichtstärken bei jeweils gleichen Spannungen. Am deutlichsten zeigt sich eine Änderung der Wasserstoffzelle infolge der Belichtung.

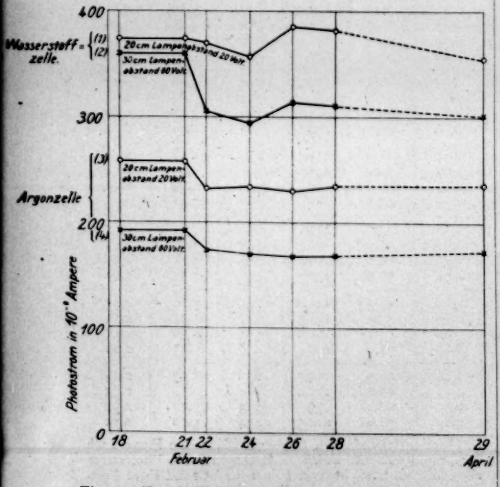


Fig. 5. Empfindlichkeitsänderungen der Bergmannzellen.

Da die beiden andern Zellen nach allen vorhergehenden Messungen auch etwas Ähnliches erwarten ließen, wurde zunächst eine derartige lange Belichtung nicht gemacht. Vor allem die Potsdamer Zelle sollte ja noch zu weiteren Untersuchungen dienen. Vor dem Abschluß der Messungsreihe erschien eine so lange dauernde Beanspruchung nicht ratsam zu sein. Daß aber auch sie nicht konstant ist, zeigt die folgende Messungsreihe.

Anfänglich wurde erwähnt, daß sich bei den Helligkeitsmessungen der Sonne häufig ein Zurückgehen der Ausschläge zeigte. Am 25. September 1915 wurden bei klarem Himmel diese Änderungen näher verfolgt, um unter anderm auch einmal die Größe der Helligkeitsänderungen in kürzerer Zeit festzustellen. Die Sonnenstrahlung wurde etwa $^1/_2$ Stunde lang dauernd gemessen und das Galvanometer alle 10 Sekunden abgelesen. Etwa jede 5 Minuten mußte das Instrument von neuem auf die Sonne eingestellt werden und wurde dabei abgedeckt, wobei immer die Nullage des Galvanometers festgestellt wurde. Das Ergebnis in graphischer Darstellung zeigt Fig. 6. Die Kurven steigen an Fig. 6 im Mittel, wie auch die Sonnenhöhe während der Messung stieg. Der Kurve sind kleine Zacken aufgesetzt, die vermutlich reelle Schwankungen der Strahlung verursacht durch Schlierenbildung der Atmosphäre oder dergleichen darstellen. Bei jedem Abdecken tritt aber ein Rückgang des Ausschlags ein, der mit durchschnittlich drei Skalenteilen ungefähr 1—2 Proz. des Gesamtausschlages ausmacht. Die Ruhelage des Galvanometers zeigt nur geringe Änderungen um einige Zehntel Teilstriche. Auf die Abdeckung allein ist übrigens der Rückgang nicht zurückzuführen, wie die Fortsetzung der Versuche zeigt. Es wäre natürlich ein großer kaum annehmbarer Zufall, wenn dieses Zurückgehen nach je etwa 5 Minuten wirklich reell wäre und einer etwa ebenso langen Periode der Sonnenstrahlung zuzuschreiben wäre. Bei einer andern Versuchsreihe an einem Nachmittage, also bei abnehmender Sonnenhöhe, zeigte sich

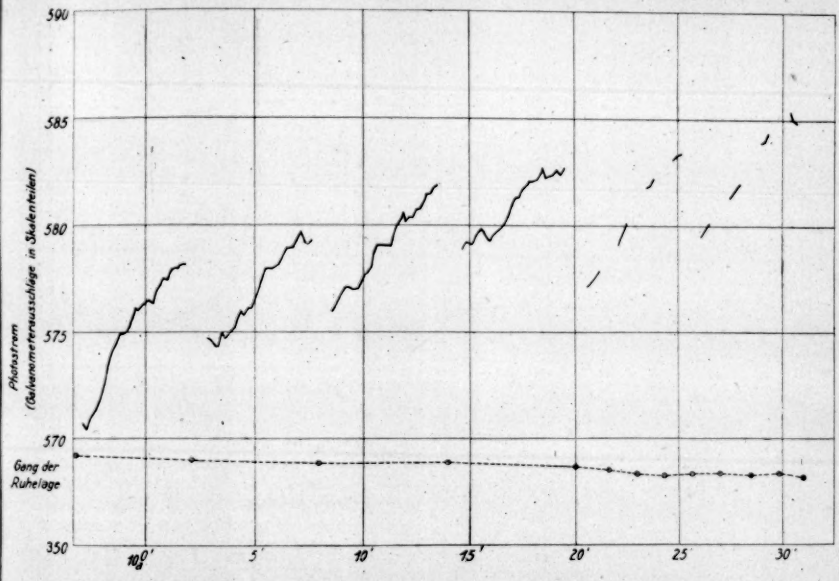


Fig. 6. Messung der Sonnenstrahlung mit dem Kaliphotometer am 25. September 1915.

trotzdem ein Zunehmen der Ausschläge, das auch nicht gerade wahrscheinlich ist und nicht reell sein dürfte. Bei der Vormittagsreihe war der Anstieg offenbar auch stärker als der Zunahme der Sonnenhöhe entsprach. Nach diesen Versuchen schien es also höchst wünschenswert zu sein, den Vorgängen experimentell nachzugehen. Die Nitra-Projektionslampe war nun hell genug, um ähnliche Photoströme wie die Sonne hervorrufen zu können. Bei Anwendung großer Blenden gelang es auch noch größere Stromstärken zu erzielen.

Aus einer größeren Anzahl Versuchen sei eine Reihe herausgegriffen. Es zeigte sich fast durchweg ein Herabgehen der Empfindlichkeit nach kurzer Zeit und schien einem konstanten Wert zuzustreben. Ferner wurde etwa ein Photostrom hergestellt, der ungefähr dem bei Sonnenlicht entsprach und dann die der Zelle anliegende Spannung geändert. Der prozentuale Abfall betrug bei 82,2 Volt 1,36 Proz., bei 61,8 Volt 0,86 Proz., bei 41,5 Volt 0,86 Proz. und schließlich bei 20,4 Volt 0,95 Proz. im Verlaufe von 5 Minuten nach Einsetzen der Belichtung. Bei den höheren Spannungen war allerdings der Strom noch nicht stationär geworden.

Ganz eigenartige Erscheinungen traten auf, als ich die Intensität der Strahlung noch steigerte auf etwa das 2—3 fache. Bei 30-mm-Blende und einem Abstand der Projektionslampe von 30 cm waren die Ergebnisse folgende. Zuerst zeigte sich der übliche Rückgang des Ausschlags in 5 Minuten um 6 Teilstriche von 480, dann 20 Minuten Dunkelheit, die nächsten 5 Minuten Strahlung brachten diesmal 24 Teilstriche Rückgang und wieder Annäherung an einen konstanten Wert. Nach einer Minute Dunkelheit geringer Abfall um 7 Skalenteile. Die Zelle blieb dann in völliger Dunkelheit bis zum nächsten Tage stehen unter Spannung von 41 Volt. Die erste Ablesung war etwa 70 Skalenteile höher als am Vortage, also etwa 14 Proz., stieg weitere 4 Minuten lang um weitere 30 Skalenteile und ging zuerst sehr schnell und dann langsamer um 110 Skalenteile herab, d. h. um rund 20 Proz. des Gesamtausschlags. Nach weiteren kurzen Ruhezeiten zeigte sich wieder das alte Verhalten, geringes Zurückgehen. Am nächsten Tage war die Lichtempfindlichkeit

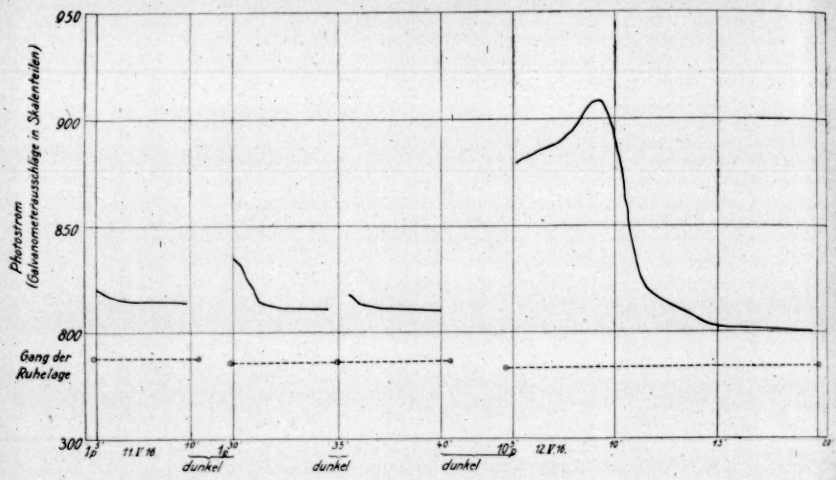


Fig. 7. Ermüdungserscheinungen der Kalizelle Potsdam.

wieder sehr hoch, ging bei der Belichtung zunächst etwas herab, um dann erneut zu steigen. Der folgende Abfall war wieder sehr schnell und schien sich dann asymptotisch ungefähr dem zuerst gemessenen Werte zu nähern. Fig. 7 zeigt den Gang bei einem dieser Versuche. Eine bestimmte Beziehung zwischen der Dauer der Dunkelheit und der Größe und Anfangszeit des schnellen Abfalls konnte nicht gefunden werden. Die Frage wurde auch nicht weiter verfolgt. Es war ja damit auch gezeigt, daß die Kalizelle nicht unerheblichen Änderungen unterliegt. Es ist ja auch nicht die Aufgabe dieser Untersuchung, die Frage bis zur Entscheidung physikalisch durchzuführen. Ein meteorologisches Observatorium kann nur die Aufgabe haben, die gegebenen Instrumente und Methoden auf ihre Brauchbarkeit hin zu untersuchen und gegebenenfalls zu verbessern.

Da für Messungen der Sonnenstrahlung eine Genauigkeit und Beständigkeit von der Größenordnung von 1 Proz. gefordert werden muß, so zeigen diese Ergebnisse, daß, um mich vorsichtig auszudrücken, das vorliegende Instrument für diese Messungen noch nicht geeignet ist; denn die tatsächlichen Schwankungen sind weit größer. Es dürfte aber wohl gelingen nach Feststellung aller Eigenschaften solcher Zellen, schließlich brauchbare Meßinstrumente auf photoelektrischer Grundlage zu bauen, die allen Anforderungen genügen. Dann wird man auch an die wichtige Aufgabe herantreten können, fortlaufend die Himmelshelligkeit und die Sonnenstrahlung zu registrieren.

Nicht alle Zellen zeigen dasselbe Verhalten wie die Kalizelle, die in Potsdam benutzt wurde. Die Bergmannzelle mit Wasserstoffüllung zeigte bei Photoströmen derselben Größe ein dauerndes Steigen des Galvanometerausschlages. Während einer Belichtungsdauer von 50 Minuten stieg der Ausschlag ganz stetig und gleichmäßig, schwächer als linear, und schien sich asymptotisch einem Endzustand zu nähern. Die Spannung an der Zelle betrug bei diesem Versuch 82 Volt. Der Ausschlag stieg um 70 Skalenteile, d. h. von 460 auf 530, also um rund 15 Proz. Die Empfindlichkeit ging bei Dunkelheit allmählich wieder zurück, zuerst schneller, dann langsamer, erreichte aber nach etwa $10^1/_2$ Stunden noch nicht wieder den Anfangswert. Nach dem oben Mitgeteilten dürfte die Empfindlichkeit noch weiter sinken, und zwar noch unter den Anfangswert herab. Doch wurde das jetzt nicht noch einmal untersucht. Ich halte es aber auch für möglich, daß sich die Zelle jetzt anders verhalten hätte.

Die Bergmannzelle mit Argonfüllung war wesentlich konstanter. Nur bei höheren Belastungen zeigte sich ein geringes Absinken der Empfindlichkeit, das aber unter 1 Proz. blieb; wie gewöhnlich war der Rückgang zuerst schneller als später.

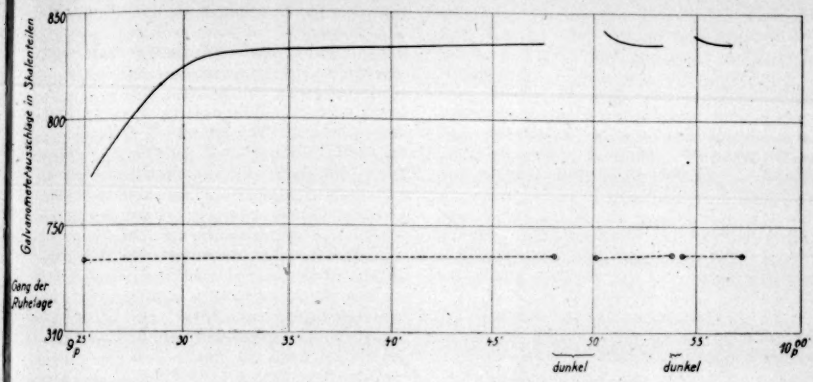


Fig. 8. Änderung der Kalizelle Kolberg bei Belichtung (16. Juli 1916).

Die Kolberger Zelle zeigte wieder einen anderen Typus. Bei geringerer Belastung war ihr Verhalten ähnlich dem der Potsdamer Zelle; eine anfängliche Ermüdung, d. h. eine geringe Abnahme der Stromstärke nach Einsetzen der Belichtung. In einzelnen Fällen nahm auch die Stromstärke etwas zu. Als ich auch hier zu größeren Helligkeiten überging, die Photoströme von ungefähr $1 \cdot 10^{-6}$ Amp. bei 40 Volt Spannung erzeugten, traten auch hier Besonderheiten auf. Bei einem anfänglichen Ausschlag von 430 Skalenteilen an stieg der Strom zuerst schnell, dann langsamer um 55 Skalenteile, also um etwa 12 Proz. in 14 Minuten und hatte damit sein Ende anscheinend noch nicht erreicht. Nach einer Verdunklung von 15 Minuten Dauer wurde erneut belichtet. Der Ausschlag stieg um einige Skalenteile und ging um etwa ebensoviel zurück, worauf von neuem eine Tendenz zum Steigen einsetzte. Nach einer Dunkelpause von $1^h 50'$ betrug der Ausschlag 16 Skalenteile weniger, um im Verlauf von 10 Minuten wieder um etwa 20 Skalenteile zu steigen. Nach erneuter siebenstündiger Pause war die Empfindlichkeit wieder die anfänglich bestimmte und stieg erst schnell, dann langsamer um 64 Skalenteile an. Nach 3 Minuten Dunkelheit war der Ausschlag noch etwas gestiegen und ging darauf um einige Teilstriche wieder zurück. Dasselbe wiederholte sich nach einigen erneut eingelegten Dunkelpausen. Nach weiteren 11 Stunden Dunkelheit trat derselbe Vorgang wieder ein, zuerst starkes Steigen auf einen hohen Wert usw. wie vorher beschrieben.

Da die Zellen nicht selbst hergestellt waren und sie in dem Zustande untersucht werden mußten, in dem sie nun einmal waren, auch ihre Vorgeschichte nicht immer genau bekannt war, so können über die Ursache der Empfindlichkeitsänderung nur Vermutungen ausgesprochen werden. Es scheint so, als ob in der Zelle zwei Prozesse nebeneinander hergehen. Eine Neubildung einer Substanz mit größerer Lichtempfindlichkeit, die durch die Belichtung angeregt wird, sich während der Dunkelheit weiter ausbildet und schließlich wieder zerfällt und zweitens eine andere Verbindung, die unter dem Einflusse des Lichtes zerstört wird. Beide Vorgänge überdecken sich und je nach ihrem prozentualen Anteil treten die verschiedenen Kombinationen auf, die dann tatsächlich beobachtet werden. Vielleicht handelt es sich auch um Änderungen der Größe der kolloidalen Kaliumteilchen. Ob diese Änderungen durch zu starke Belastung herbeigeführt worden sind, bleibt dahingestellt. Die Möglichkeit dazu ist wohl anfänglich vorhanden gewesen[1]).

Wie dem auch sei, die Tatsache bleibt bestehen, daß besonders bei größeren Helligkeiten die benutzten photoelektrischen Zellen nicht konstant sind, sondern beträchtliche Schwankungen ihrer Empfindlichkeit zeigen, die ihre Verwendung für exakte Messungen zurzeit noch nicht gestatten. Vielleicht ist unter den hier und da

1) Wie ich nachträglich fand, hat schon Richtmeyer (Zeitschr. f. Beleuchtungswesen usw. 1913, S. 507) festgestellt, daß bei höheren Lichtintensitäten (er benutzte eine Bogenlampe von 2000 Kerzen in 65—100 cm Abstand) die Zellen veränderlich werden, so daß sie später auch bei schwächeren Helligkeiten nicht mehr reproduzierbare und konstante Photoströme geben, während vorher die Zelle gleichmäßig und konstant gewesen war. Diese Nachwirkung zeigte sich noch nach Wochen.

benutzten Zellen die eine oder die andere frei von solchen Änderungen, wenn es auch noch nicht gelungen ist, sie regelmäßig und mit vorherbestimmter Empfindlichkeit herzustellen[1]). Es ist die Vermutung nicht ganz von der Hand zu weisen, daß auch bei geringen Lichtintensitäten ähnliche Veränderungen vorkommen, wenn auch vielleicht in prozentual geringerem Maße. Die vier zur Verfügung stehenden Zellen wurden nach dieser Richtung hin nicht untersucht, das hätte hier zu weit geführt. Jedenfalls zeigt obige Untersuchung, daß man den photoelektrischen Zellen immer noch mit Mißtrauen gegenübertreten und sie vor ihrer praktischen Anwendung genau untersuchen muß.

Die Vorbereitungen zu der umfangreichen Erweiterung des Arbeitsprogramms des Meteorologischen Observatoriums in bezug auf Messungen, Helligkeit und Sonnenstrahlung, das, wie oben erwähnt, von April 1914 bis April 1916 durchgeführt wurde, lag in den Händen Dr. Kühls einschließlich der Überwachung der ersten Messungen bis in den September 1914. Nach Fertigstellung obiger Mitteilung schrieb Dr. Kühl während eines militärischen Urlaubs einen kurzen Bericht über seine Erfahrungen u. a. über die Kalizellen, dem ich mit seiner Erlaubnis folgendes entnehme:

„Zu dem von Günther & Tegetmeyer im Herbst 1913 gelieferten Kaliumphotometer war zunächst vorhanden ein Zeigergalvanometer von Siemens & Halske mit innerem Widerstand von 750 Ohm und einem Skalenwert von $1{,}5 \cdot 10^{-7}$ Amp. für den Teilstrich; als Spannungsquelle diente anfangs ein Satz Taschenlampenbatterien, die aber bald durch zwei Zehnder-Akkumulatorenbatterien von je 20 Elementen, also etwa 40 Volt, ersetzt wurden. Als Filter, das die ultravioletten Strahlen und das kurzwelligste Ende des sichtbaren Spektrums von Wellenlängen von etwa 400 $\mu\mu$ an auszuschließen gestattet, konnte ein planparalleles Flintglas vorn auf den Tubus des Instruments gesteckt werden. Ganz die gleiche Ausrüstung war für das Observatorium Kolberg der Zentralstelle für Balneologie beschafft und die Untersuchung dieses Instrumentariums konnte zunächst mit Dr. Kähler (dem Leiter dieses Observatoriums) gemeinschaftlich vorgenommen werden. Wegen der geringen Empfindlichkeit des Galvanometers mußte mit Strömen von mehr als 10^{-6} Amp. gearbeitet werden[2]), die bei zulässigen Spannungen nur durch unmittelbare Sonnenstrahlung zu erreichen sind. Bei solchen gleichzeitigen Messungen mit beiden Instrumenten zeigten sich nun von vornherein merkwürdige Unstimmigkeiten, und weitere Versuche schienen auf eine starke „Ermüdung" der Zellen bei dieser Beanspruchung zu führen. So war am 5. Februar 1914 das Potsdamer Photometer im Mittel 12:10 empfindlicher als das Kolberger, dagegen war am 6. nach dem ersten Teil einer Blendeneichung, bei der Ströme von 10^{-5} Amp. (wenn auch nur auf einige Sekunden Dauer) vorgekommen waren, das Verhältnis nahezu 10:10, nach dem zweiten Teil, bei dem die Stromstärke auf fast $2 \cdot 10^{-6}$ Amp. heraufgegangen war, sogar nur 9:10. Die Vergleichung wurde mit großer Stromstärke (starke Belichtung — Blende 2 = halb offen) gemacht, das Kolberger Instrument war sonst abgedeckt. Eine nähere Untersuchung dieser Erscheinungen war zunächst nicht möglich, da eine konstante, hinreichend helle Strahlungsquelle fehlte, und es blieb nur übrig, mit möglichst kleinen Stromstärken zu arbeiten. Bei Benutzung des Zeigergalvanometers kann das natürlich nur bis zu einem gewissen Grade durch Einschränkung auf kleinere Ausschläge (bis etwa 20 Teilstriche) mittels Variation der Blende geschehen. Für Potsdam schien es aber dringend erwünscht, ein empfindlicheres, wenn auch weniger bequemes Instrument zu benutzen." . . .

„Mit diesem Instrumentarium wurden meist nach Abreise Dr. Kählers nach Kolberg eine Reihe von Versuchen angestellt über den Einfluß der Spannungsänderung, das Verhältnis der Blendenöffnungen (das der meist benutzten Einstellungen 3 nach Teilung = 0,01 der vollen Öffnung 30, 5 = 0,0278, 10 = 0,111 wurde empirisch als 0,0094, 0,0394, 0,125 bestimmt und so zur Reduktion benutzt[1])) und über die Proportionalität der Ausschläge mit der Helligkeit. Da für all diese Versuche keine konstante hinreichend helle Lichtquelle zur Verfügung stand, sondern mit der Sonne oder einer Nernst-Projektionslampe gearbeitet werden mußte, die mit Netzstrom gebrannt und nur durch ein grobes Wechselstrom-Voltmeter kontrolliert werden konnte, so haben ihre Ergebnisse nur orientierenden Wert und können hier um so eher fortgelassen werden, als ja Dr. Barkow später mit viel

1) Das zeigen deutlich z. B. die Untersuchungen von W. Voege (Zeitschr. f. Beleuchtungswesen usw. 1914. H. 11 und 1915, H. 21/22).

2) Zur Zeit dieser Messungen erschien eine Belastung von dieser Größe durchaus unbedenklich, da Elster und Geitel in ihren ersten Veröffentlichungen aus den Jahren 1912 und 1913 ausdrücklich Zeigergalvanometer empfohlen hatten und selbst ihre Zellen stärker belastet hatten. Erst in einer späteren Mitteilung (diese Zeitschr. 15, 610 bis 611, 1914) warnen sie vor stärkerer Belastung als etwa 10^{-6} Amp.

1) Anfänglich trug das Kaliphotometer eine Irisblende, worauf sich obige Angaben beziehen; bei einem späteren Umbau des Instruments wurde sie durch exaktere feste, aber auswechselbare Blenden ersetzt.

besseren Hilfsmitteln gründliche Untersuchungen angestellt hat. Scharf genug bestimmt war der Einfluß der Spannung, der innerhalb der vorkommenden Schwankungen bei 40 Volt hinreichend genau durch eine Verbesserung des Stromwertes a um $-0{,}017 \cdot \triangle \cdot a$ berücksichtigt wurde, worin $\triangle$ die Abweichung von 40 Volt bedeutet. Die Proportionalität mit der Helligkeit ergab sich (durch Blendenvariation bei Vorschaltung verschiedener Filter) als nicht ganz vollständig, doch waren die Abweichungen zu klein und zu unsicher bestimmt, um berücksichtigt werden zu können. Ganz schlimm stand es mit der Prüfung der zeitlichen Konstanz der Zelle, die Hoffnung, eine solche wenigstens roh mit der Nernstlampe ausführen zu können, wurde durch das Ergebnis der optischen Messung dieser Lampe, das unerwartet große Änderung in kurzer Zeit ergab, vereitelt, da man nun auch eine hinreichende Proportionalität zwischen optischer und photoelektrischer Helligkeit nicht mehr annehmen konnte — übrigens hätte unter dieser Annahme die Zelle vom 25. Mai bis 27. Juli 1914 um rund 5 Proz. an Empfindlichkeit verloren."

(Eingegangen 27. April 1917.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Über die Resonanztheorie des Hörens.

Von E. Budde.

A. Die Wahrnehmung des stationären einfachen Tones.

Als Ausgangspunkt nehme ich etwa den Stand der Dinge um 1904. Eine zusammenfassende Darstellung desselben war gegeben durch das Kapitel „Gehör" von Karl L. Schaefer in Nagels Handbuch der Physiologie; Stumpfs Tonpsychologie war vorhanden, und die Arbeiten von v. d. Goltz waren soweit durchgedrungen, daß man sich ziemlich allgemein daran gewöhnt hatte, die halbkreisförmigen Kanäle und das Vestibulum als Gleichgewichts- bzw. Orientierungsorgane anzusehen. Seit Kriegsbeginn war die Beschaffung der Literatur so erschwert, daß ich von ausländischen Arbeiten nur diejenige Kenntnis nehmen konnte, welche durch die „Fortschritte der Physik" vermittelt wurde.

§ 1. Die Gehörknöchelchen. Helmholtz hat bekanntlich die Reihe der Gehörknöchelchen als dasjenige Organ angesehen, welches wesentlich die Leitung der Schallerschütterungen vom Trommelfell auf die Schnecke überträgt. Dem widersprach in manchen Fällen die praktische Erfahrung der Ohrenärzte. F. Bezold hat die ursprüngliche Helmholtzsche Auffassung verteidigt; er hat zusammen mit M. Th. Edelmann[1]) ein bewegliches Modell des Schallleitungsapparates gebaut und mit Hilfe desselben das Übersetzungsverhältnis zwischen dem Hammerstiel und dem Steigbügel zu 1:24 bestimmt. Die Erfahrungen der Ohrenärzte zeigen aber deutlich, daß jedenfalls neben der Leitung durch die Knöchelchenreihe noch eine andere, vermutlich die Knochenleitung, nicht zu vernachlässigen ist. Patienten, denen auf beiden Seiten der Amboß fehlt, hören bis zur kleinen Oktave herab noch recht leidlich. Zuletzt haben Schaefer und Sessous[1]) festgestellt, daß für Patienten, denen die Paukenknöchelchen auf beiden Seiten durch Radikaloperation entfernt sind, die untere Grenze der Zuleitung meist in der Kontraoktave liegt. Unterhalb dieser Grenze scheint die Anwesenheit der Gehörknöchelchen für die Wahrnehmung unerläßlich zu sein. Dennert[2]) kommt zusammenfassend zu dem Ergebnis, daß der Schall auf drei Wegen, 1. durch den Paukenhöhlenapparat, 2. durch die Knochenleitung, 3. direkt vom Trommelfell aus durch das runde Fenster ins Labyrinth gelangen kann, daß aber der Weg durch den Paukenhöhlenapparat zweckmäßiger als die beiden anderen Wege entwickelt ist. Da der Verschluß des runden Fensters durch eine wesentlich zum Ausweichen bestimmte Membran bewirkt wird, scheint mir, daß die dritte seiner Modalitäten wohl nur in Betracht kommen kann, wenn die normale Verbindung von Steigbügel und Trommelfell unterbrochen ist; im ganzen erhält man aus der Literatur den Eindruck, daß der Paukenhöhlenapparat unter normalen Verhältnissen das Hauptorgan für die Schallleitung ist, daß aber die beiden anderen Arten der Leitung aushelfend und gegebenenfalls vikariierend eintreten können. Beyer[3]) faßt die Beobachtungen über Mittelohrleitung zusammen

1) F. Bezold und M. Th. Edelmann, Passow und Schaefers Beiträge **2**, 272, 1909.

1) K. L. Schaefer und H. Sessous, Verh. d. D. Otol. Ges. 1908, S. 87.
2) Dennert, Verh. d. D. Otol. Ges. 1910, S. 41.
3) Beyer, Verh. d. D. Otol. Ges. 1911, S. 168.

und meint, daß die Gehörknöchelchen mehr der Regulierung des Gleichgewichts für den Labyrinthinhalt dienen als der Tonübermittlung. Es ist aber nicht recht einzusehen, wie sie diese Regulierung des Gleichgewichts bewirken sollen. F. Bezold[1]) kommt auf Grund seiner Untersuchungen über Knochenleitung zu dem Schluß, daß im normalen Ohr wahrscheinlich nur diejenigen Töne durch Knochenleitung perzipiert werden können, welche auf ihrem Wege zum Labyrinth den Schalleitungsapparat passiert haben.

§ 2. Schnecke als Ganzes. O. Kalischer[2]) hat Hunde darauf dressiert, daß sie beim Angeben eines bestimmten Tones (Freßton) nach dargebotenen Fleischstücken schnappten, bei anderen Tönen aber die Fleischstücke liegen ließen. Er hat dann das Labyrinth auf der einen Seite *l* vollständig zerstört, wodurch die Dressur nicht benachteiligt wurde; dann hat er Teile der zweiten Schnecke zerstört und gefunden, daß die Tondressur auf die beiden Töne c^3 und A_1 erhalten blieb. Er will auch festgestellt haben, daß das Tier die sämtlichen Töne aus fünf verschiedenen Oktaven wahrnimmt, wenn ein auch nur kleiner Teil der Schnecke erhalten war. War die zweite Schnecke völlig zerstört, aber der Vestibularapparat erhalten, so soll der Hund immer noch das Vermögen der Tonunterscheidung behalten haben. Kalischer schließt, daß jeder Teil der Schnecke hohe und tiefe Töne in gleicher Weise aufnehmen kann und daß auch der Vestibularapparat bei der Unterscheidung von Tönen beteiligt sei. Denker[3]) hat diese Versuche kritisch behandelt und namentlich mit großem Recht darauf hingewiesen, daß man bei der Reaktion eines Hundes auf einen vorgeschriebenen Ton niemals sicher ist, ob das Tier nicht seinem Herrn am Gesicht usw. abliest, wann die richtige Handlung erfolgt ist. (Es sei an den bekannten Hund von Huxley erinnert.) Er kommt zu dem Schluß, es sei durchaus daran festzuhalten, daß die Schnecke das eigentliche Organ der Gehörswahrnehmung ist. Für diesen Schluß sprechen nun sehr entschieden Versuche von A. Blau[4]). Er hat bei Katzen und Hunden das runde Fenster experimentell mit Plomben aus dem Material der Zahnärzte verschlossen und gefunden, daß die Tiere nachher auf Schallwirkungen nicht reagierten. Eine Reihe von Autoren[5]), darunter Lucae und Habermann, bestätigen dieses Ergebnis. Ferner haben dieselben Autoren bei der Sektion taubstummer Menschen gefunden, daß die Krankheit nicht selten in festem Verschluß der Fenster begründet war.

Die älteren Experimente, wie die von Munk und Baginsky, bei denen die Rolle der Schnecke dadurch festgestellt werden sollte, daß man auf einer Seite eines Tieres die ganze Schnecke ausrottete, auf der anderen Seite Teile derselben zerstörte und konstatierte, welche Gehörsreaktionen danach übrigblieben, scheinen mir wenig beweiskräftig; das Verfahren ist deshalb zu roh, weil man weder die Entzündungs- noch die Restitutionsvorgänge beherrschen kann, die den starken Eingriffen folgen. Feinere Versuche sind zuerst von Wittmaack[1]) ausgeführt worden. Er hat fünf Meerschweinchen wiederholt mit einer starktönenden c^3-Pfeife angepfiffen, hat sich dann aber nicht auf ihre Reaktionen im Leben verlassen, sondern die Tiere getötet und untersucht. Dabei stellte sich in allen fünf Fällen ein gut umschriebener totaler Defekt des Cortischen Organs in der Höhe der zweituntersten Windung heraus, während die übrigen Windungen im wesentlichen unverletzt waren. Diese Versuche sind von verschiedenen Seiten wiederholt worden; insbesondere hat Yoshii[2]) mit höheren und tieferen Tönen operiert und gefunden, daß der Ort der Verletzung bei den höheren Tönen näher an den Fenstern, bei den tieferen näher am Hamulus liegt. Eine Zusammenstellung weiterer Versuche findet sich bei Röhr[3]). Im allgemeinen zieht man aus den sämtlichen Versuchen den Schluß, daß die erkrankte Stelle um so ausgedehnter ist, je mehr die Intensität des Reizes übertrieben wurde, immer natürlich unter der Voraussetzung, daß der zur Reizung benutzte Ton in der Gegend der Tonleiter liegt, für welche die Tiere (Meerschweinchen) maximale oder wenigstens normale Empfindlichkeit besitzen. Töne, welche außerhalb dieser Region liegen (C oder c^6), bringen auch bei größter Stärke keine pathologischen Erscheinungen hervor.

Wittmaack ist der Ansicht, daß der Nerv primär verletzt werde und daß die Schädigungen des Cortischen Organs in einer Störung der trophischen Wirkung des Nerven begründet seien. Auffallend ist ein Resultat von Grünberg (zitiert bei Röhr), der seine Meerschweinchen mit a^3 reizte, und dann bei denjenigen, die nach 7 Tagen getötet wurden, Degeneration in der zweiten Windung, bei denjenigen aber, die nach 14 Tagen getötet wurden, Degeneration in der

1) F. Bezold, Zeitschr. f. Ohrenheilkunde **48** (1/2), 107, 1904.
2) O. Kalischer, Arch. f. Anat. u. Physiol., physiol. Abt. 1909, S. 303.
3) Denker, Verh. d. D. Otol. Ges. 1910, S. 70.
4) A. Blau, Verh. d. D. Otol. Ges. 1905, S 130.
5) Zusammengestellt bei Beyer, Passow und Schaefers Beiträge **6**, 92, 1913.

1) Wittmaack, Pflüg. Archiv **120**, 249, 1907.
2) Yoshii, Zeitschr. f. Ohrenheilkunde **58**, 201, 1909.
3) Röhr, Passow und Schaefers Beiträge **5**, 390, 1912.

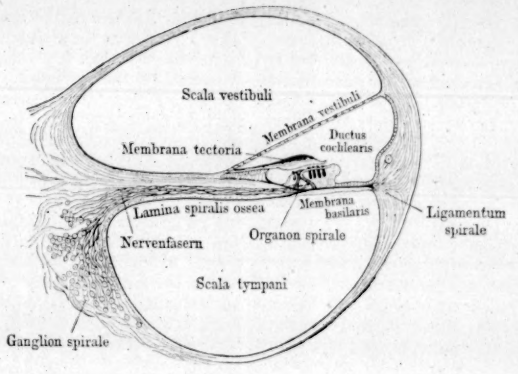


Fig. 1.

dritten Windung erzielte, ein Kuriosum, welches die Frage nahelegt, ob einmal gesetzte Degenerationen nachträglich ausheilen und ob Verletzungen durch Töne von verschiedener Intensität verschiedene Zeit brauchen, um hervorzutreten. Wäre dem so, so könnte man bei dem Grünbergschen Versuch an Obertöne denken.

Die im vorstehenden aufgezählten Versuche werden unten in anderem Zusammenhang noch einmal kurz berührt. Wir entnehmen vorläufig aus ihnen als wahrscheinlichstes Ergebnis, daß die Schnecke, und zwar die Schnecke mit beweglichem Wasser, als derjenige Teil des Labyrinths anzusehen ist, in welchem die Reizung des Nervus acusticus zustande kommt.

§ 3. Theorien des Hörens. Die Schnecke ist bekanntlich durch die Lamina spiralis und die Basilarmembran ihrer ganzen Länge nach in zwei Hauptteile geteilt. In den einen treten die Schallwellen durch das ovale Fenster ein; der andere ist durch das runde Fenster verschlossen, dessen nachgiebige Haut sich unter dem Druck der Wellen ausbiegt. Nur am äußersten Ende, am Hamulus, besteht durch das kleine Schneckenloch (Helicotrema) eine direkte Verbindung zwischen dem Wasser beider Teile. Im übrigen kann ein Druckunterschied zwischen ihrem flüssigen Inhalt nur durch Ausbiegungen in der Basilarmembran ausgeglichen werden. Helmholtz erwähnt bezüglich des Helicotremas nur die negative Eigenschaft, daß es wegen seiner Kleinheit keinen erheblichen Prozentsatz der eintretenden Wellen durchläßt. Bei den neueren Autoren wird ihm mehrfach eine Schutzwirkung gegen starke Wellen zugeschrieben. Diese Ansicht ist aber nicht haltbar; denn wenn das Helicotrema von mäßigen Wellen nur einen kleinen Prozentsatz durchläßt, so kann es auch von starken Wellen keinen größeren Prozentsatz aufnehmen, kann also gegen schnelle Schwingungen überhaupt nicht schützen. Seine Bedeutung besteht offenbar darin, daß es keine dauernden Druckunterschiede zwischen den beiden Hälften der Schnecke zuläßt. Zu dieser Schutzwirkung ist offenbar Gelegenheit gegeben, sobald durch krankhafte Änderung des Luftdruckes in der Paukenhöhle oder durch Schwankungen des atmosphärischen Druckes bei verstopfter Tuba eine dauernde Deformation des Trommelfelles und damit ein dauernder Druck oder Zug auf den Steigbügel geübt wird. Basilarmembran und Helicotrema zusammen sind ein Analogon zu dem Hefner-Alteneckschen Luftdruckvariometer.

Einen Querschnitt durch die Schnecke zeigt Fig. 1, zu der nur zu bemerken ist, daß das ovale Fenster in die Scala vestibuli führt. Von der Scala vestibuli ist durch die Membrana vestibularis, auch Reißnersche Membran genannt, der Ductus cochlearis abgetrennt, in welchem sich die eigentlichen Hörorgane befinden. Die Flüssigkeit in der Scala vestibuli und Scala tympani heißt Perilymphe und scheint sich von physiologischer Kochsalzlösung nur wenig zu unterscheiden. Dagegen ist die Flüssigkeit im Ductus cochlearis, Endolymphe genannt, nach Angabe von Wittmaack erheblich zäher; sie scheint sich in der Konsistenz der Glasflüssigkeit des Auges zu nähern. Die Membrana vestibularis hat also zunächst offenbar den Zweck, diese zähere Flüssigkeit gegen die Perilymphe abzugrenzen. Außerdem ist zu bedenken, daß sie eine sehr biegsame, aber vermutlich wenig ausdehnbare Haut darstellt. Eine solche Haut wird transversale Druckunterschiede leicht durchgehen lassen, während longitudinale Wellen an

ihr vorbeigleiten. Dies ist schon von ter Kuile (Zitat s. Spalte 2) angedeutet. Beachtet man, daß die Wellen, welche vom ovalen Fenster her in die Scala vestibuli eintreten, an der gekrümmten Schneckenwand vielfach reflektiert werden und dadurch immer aufs neue transversale Komponenten erhalten, so ist es wahrscheinlich, daß die Membrana vestibularis zusammen mit der Form der Schnecke dazu dient, den ganzen Ductus cochlearis mit transversalen Wellen zu versorgen.

Der Reißnerschen Membran gegenüber trennt nun die Basilarmembran die Endolymphe von der Perilymphe der Scala tympani; sie ist am schmalsten (0,04 mm) in nächster Nähe der Fenster und hat ihre größte Breite am Hamulus (0,5 mm) bei einer Länge von 33,5 mm. Sie ist sicher ein elastisches Gebilde, welches in Schwingungen versetzt werden kann, wenn vom ovalen Fenster her ein einfacher stationärer Ton zugeleitet wird. Bezüglich des einzelnen bestehen noch Meinungsverschiedenheiten.

a) Helmholtz lehrt: Auf den von außen kommenden Ton reagiert nach dem Prinzip der Resonanz eine bestimmte Faser bzw. Zone der Basilarmembran; dadurch werden die Nervenfibrillen dieser Stelle gereizt, der Reiz wird also auf einen bestimmten Ort der Basilarmembran lokalisiert und nach dem Prinzip der spezifischen Sinnesenergien wird er als Tonempfindung wahrgenommen, deren Höhe durch die Lage der gereizten Stelle bestimmt ist.

Gegen diese Theorie ist von verschiedenen Seiten der Einwand erhoben worden, daß die Resonanz unter den im Ohr gegebenen Verhältnissen erheblich unscharf ist. Dieser Einwand ist vorläufig berechtigt und wird weiter unten näher beleuchtet; hier lassen wir ihn außer Betracht. Außerdem aber haben verschiedene Autoren andere Einwände erhoben und eigene „Theorien" aufgestellt. Streitigkeiten dieser Art sind schon älter und werden teilweise bis in die neueste Zeit fortgeführt. Erwähnenswert scheinen mir die Autoren Ewald und ter Kuile.

b) Ewald[1]). Gehört zu denjenigen, welche die Unschärfe der Resonanz betonen, findet die Helmholtzsche Erklärung von Konsonanz und Dissonanz ungenügend und wirft ein, daß die Intermittenz- und Differenztöne durch die Resonanztheorie nicht erklärt werden. (Diese Behauptungen sind inzwischen mehrfach polemisch behandelt, und namentlich F. A. Schulze hat eingehende Erklärungen gegeben; siehe weiter unten.) Ewald findet keine befriedigende Erklärung für den Unterschied zwischen Ton und Geräusch (das trifft wohl jede Hörtheorie; die Definition des Geräusches muß unabhängig von allen Hypothesen festgestellt werden). Er verlangt eine besondere Erklärung dafür, daß man unterscheiden kann, welcher von zwei Tönen der höhere und welcher der tiefere ist (m. E. liegt die Erklärung eben darin, daß die Nervenreizung von verschiedenen Stellen der Basilarmembran ausgeht). Er exemplifiziert auf den ursprünglichen Telegraphen von Sömmering, der, wie bekannt, zuerst 35 Drähte brauchte, um seine Signale zum Empfangsort zu leiten, und auf den Fortschritt, der darin lag, daß dieses Drahtbündel später durch zwei Drähte bzw. einen einzigen Draht ersetzt wurde. Er hat gefunden, daß sich auf einer Gummimembran stehende Wellen bilden, wenn man den Stiel einer tönenden Stimmgabel auf sie setzt, hat auch experimentell derartige stehende Wellen nachgewiesen, wenn die Membran sich unter Wasser befindet. Er denkt sich danach, daß auf der Basilarmembran durch einen erregenden Ton „quergestellte" stehende Wellen ausgebildet werden und daß die Knotenlinien dieser stehenden Wellen durch ihre Anordnung die Signale bilden, welche als „Schallbild" dem Gehirn vermittelt werden und dort die betreffende Empfindung auslösen. Dabei ist erstens außer acht gelassen, daß die Bildung stehender Wellen auf einer Membran stets von Reflexen an den Grenzen abhängt; ferner fehlt eine einleuchtende Angabe darüber, wie es geschehen soll, daß die Schallbilder als solche vom nervösen Apparat aufgenommen und fortgeleitet werden, und endlich, wenn es je einen Sömmeringwulst von Drahtleitungen gegeben hat, so ist der Hörnerv ein solcher. A. Lehmann[1]) hat gezeigt, daß elastische Membranen regelmäßige Schallbilder nur dann geben, wenn ihre Dimensionen und Spannung der Frequenz des Erregertons angepaßt sind, und daß in trapezförmigen Membranen die an einer Stelle erregten Schwingungen nicht an eine entferntere Stelle fortgepflanzt werden. Ebenso hat Stefanini[2]) gefunden, daß trapezförmige Leinenmembranen auf verschiedene Töne mit verschiedenen Teilen mitschwingen — lauter Resultate, die mit der Ewaldschen Theorie offenbar nicht vereinbar sind.

c) ter Kuile[3]). Hat brauchbare Gedanken angegeben, hat aber zwei Einwürfe gegen Helmholtz. Erstens meint er, bei gleicher Energie der Schwingung sei die Amplitude der auf tiefe Töne abgestimmten Fasern soviel größer als diejenige der auf hohe Töne abgestimmten, daß die Bewegung der ersteren not-

1) J. Rich. Ewald, Pflüg. Arch. **76**, 147, 1899.

1) A. Lehmann, Folia Neuro Biologica **4**, 116, 1910.
2) Stefanini, Cim. (6) **8**, 149, 1915.
3) E. ter Kuile, Pflüg. Archiv **79**, 146 u. 484, 1900, sowie **89**, 333, 1902.

wendig die feinen Hörhärchen, von denen weiter unten die Rede ist, zerreißen müßte. Die Zerreißungsfähigkeit einer Schwingung hängt aber nicht direkt von der Amplitude, sondern von der Beschleunigung ab, und eine sehr einfache Rechnung zeigt, daß bei gleicher Energie die Faser mit dem tieferen Ton die geringere Beschleunigung hat. Zweitens verweist er darauf, daß, wenn zwei zusammengesetzte Klänge ein und denselben einfachen Ton enthalten, zwischen den beiden Wellenzügen dieses einfachen Tones eine Interferenz eintreten muß, die ev. dahin wirken kann, daß der Ton ganz aus dem Klang verschwindet. Und er sieht darin einen Widerspruch gegen die Behauptung von Helmholtz, nach welcher die akustische Wirkung eines Klanges unabhängig ist von der Phase der in ihm enthaltenen Töne. Abgesehen davon, daß die Interferenzerscheinung im Raume weit verwickelter ist, als ter Kuile sie vorstellt, liegt darin kein Widerspruch; denn Helmholtz hat seine Behauptung nur für diejenigen Töne ausgesprochen, die in einem an einer Stelle des Raumes erzeugten Klang enthalten sind. ter Kuile[1]) stellt nun eine Theorie auf, wonach beim Einpressen des Labyrinthwassers durch den Steigbügel eine Ausbuchtung an demjenigen Ende der Basilarmembran entsteht, welches proximal zu den Fenstern liegt. Diese Ausbuchtung soll während einer halben Periode fortwandern bis zu einem bestimmten Punkte E der Basilarmembran, in dem sie endigt, und die Erregung an bzw. bis zu diesem Endpunkt soll wahrgenommen werden. Wie das zugeht, bleibt unklar; die Schallgeschwindigkeit im Labyrinthwasser läßt eine derartige Beschränkung der Druckwirkung nicht zu, und die Wittmaackschen Versuche widerlegen sie experimentell.

Auf weitere „Theorien" gehe ich nicht ein. Offenbar ist die Helmholtzsche Lehre die einzige, die wirklich den Namen einer Theorie verdient; denn sie liefert eine mit den Grundsätzen der Mechanik vereinbare Erklärung für die Lokalisation des Reizes auf eine bestimmte Stelle der Basilarmembran und mit dieser Lokalisation einen Anhalt dafür, wie der Reiz nach dem Prinzip der spezifischen Sinnesenergien zu einer bestimmten Tonempfindung führt.

Es ist noch zu erwähnen, daß bei den Otologen eine Zeitlang die Frage eine erhebliche Rolle spielte, ob es sich bei den Vorgängen im Ohr um „massale" oder „molekulare" Bewegungen handele, wobei das Wort „molekulare" mißverständlich für „deformatorische" gebraucht wird. Dem hat Brünings bei der Otologenversammlung 1910 ein Ende gemacht durch Hinweis auf das alte Helmholtzsche Argument, wonach die Wellenlänge der höchsten deutlich wahrnehmbaren Töne immer noch sehr groß ist gegen die Dimensionen der Einzelorgane, die für das Hören in Betracht kommen.

§ 4. Die Unschärfe der Resonanz. Schon Ewald hat den Einwurf erhoben, daß die Resonanz der gedämpften Basilarfasern eine erhebliche Unschärfe haben müsse. Dieser Tatsache ist sich Helmholtz offenbar bewußt gewesen; denn er sagt selbst, daß eine Figur, die eine äußerliche Ähnlichkeit mit der Maxwellschen Wahrscheinlichkeitskurve hat, in übertriebenem Maße die periodische Deformation darstelle, welche an der Basilarmembran unter der Einwirkung eines einfachen Tones auftritt. Weitere Erörterungen hierüber hat er offenbar der Zukunft überlassen. Nun hat aber M. Wien die Empfindlichkeit des menschlichen Ohrs für Töne verschiedener Höhe neu bestimmt und dabei Empfindlichkeiten gefunden, welche in der Region von 700 bis 3000 Schwingungen die altbekannten Werte von Toepler und Boltzmann sowie diejenigen von Lord Rayleigh noch weit übertrafen. Gestützt auf diese Versuche hat er im Jahre 1905[1]) den Ewaldschen Einwurf in einer Weise verschärft, die geradezu epochemachend wirkte. Wenn die Schwingungen des Labyrinthwassers mit der gleichen periodischen Kraft auf alle Fasern der Basilarmembran wirken, so müßte nach seiner Rechnung, wenn die gewöhnlichen Resonanzgleichungen gültig sein sollen, ein stationärer tiefer Ton in den auf höhere Töne abgestimmten Fasern eine Bewegung hervorrufen, die unter Umständen die Empfindlichkeitsschwelle viele tausend Mal überschreiten würde. Man müßte also, wenn jede schwingende Faser eine Tonempfindung erzeugt, statt des einen Tones ein Chaos von falschen Tönen hören. Da das aller Erfahrung widerspricht, schien die Resonanztheorie des Hörens ernstlich gefährdet. Es wird sich nun später eine Erwägung ergeben, welche dartut, daß die Voraussetzung, wonach das schwingende Labyrinthwasser alle Teile der Basilarmembran mit derselben periodischen Kraft affiziert, nicht richtig ist. Aber zugleich wird sich auch zeigen, daß eine ganz erhebliche Unschärfe der Resonanz unabweisbar ist. Wir wollen also an dieser Stelle die Tatsache der Unschärfe als gegeben hinnehmen. Dann entsteht die Frage, wie es zugehen kann, daß die Reizung einer ausgedehnten Strecke der Basilarmembran zu einer

1) Hierzu auch P. Bonnier, Journ. de Phys. (4) **5**, 578, 1906.

1) M. Wien, Festschrift für Wüllner, S. 28, Leipzig 1905.

einfachen Tonwahrnehmung führt. Mit dieser Frage hat sich O. Fischer[1]) beschäftigt.

Fischers Grundgedanke lautet dahin, daß nur die Deformationen der Basilarmembran empfunden werden, nicht aber die Schwingungen, welche die Membran als Ganzes ausführt. Diesen Gedanken habe ich[2]) aufgenommen und dahin zugespitzt, daß die Tonempfindung vom Gehirn an derjenigen Stelle der Basilarmembran lokalisiert wird, wo der periodische Ausschlag der Membran ein Maximum besitzt. (Nachträglich habe ich gefunden, daß diese Hypothese schon von Brünings bei der Versammlung der Deutschen Otologischen Gesellschaft vom Jahre 1910 ausgesprochen, übrigens nicht weiter verfolgt ist.) Unter der Annahme, daß die gewöhnlichen Resonanzgleichungen für die Fasern der Basilarmembran angenähert gültig seien, habe ich ihn rechnerisch auf die Schwebungen zweier einfacher Töne angewendet, und zwar zunächst auf tiefe Töne mit geringer Differenz der Schwingungszahl; dabei habe ich ferner angenommen, daß die Dämpfung im Ohr ungefähr den von Helmholtz angegebenen Betrag habe.

Bei langsamen Schwebungen unterscheidet man bekanntlich deutlich im Ohr wie in der graphischen Darstellung eine Verstärkungszeit, in welcher sich die den erregenden Tönen entsprechenden Amplituden addieren, und eine Schwächungszeit, in welcher sie einander entgegenwirken.

Sind zwei erregende Töne m und n gegeben (n der höhere), so stellt Fig. 2 in leicht verständlicher Weise die übertriebenen Deformationszustände dar, welche durch m und n periodisch auf der Basilarmembran hergestellt werden, wenn die Töne einzeln erklingen. Wäre m allein vorhanden, so läge das Maximum der durch ihn hervorgerufenen Schwingung im Punkte e, welcher dem Punkt p_1 der nicht deformierten Membran entspricht; nach der zugrunde gelegten Hypothese würde also die Reizung vom Gehirn in p_1 lokalisiert werden, und p_1 wäre die Stelle der Basilarmembran, deren Reizung die Empfindung des Tones m auslöst. Entsprechendes gilt für n und h. Sind beide Töne gleichzeitig wirksam, so erhält man zur Verstärkungszeit ihre (in der Zeichnung nicht dargestellte) Resultante durch Addition der Ordinaten beider Kurven. Da sieht man leicht folgendes:

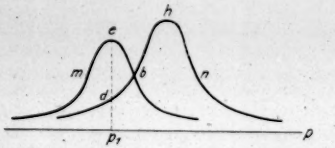


Fig. 2.

a) Liegen beide Töne nahe zusammen, so liefert die Addition eine Kurve, die nur ein Maximum hat, man hört nur einen offenbar zwischen m und n liegenden Ton.

b) Rücken sie weiter auseinander, so erhält man, wenn ihre Amplituden nicht zu verschieden sind, zwei Maxima, d. h. man hört zwei Töne. Nun steigt aber bei d die untere Kurve noch merklich nach rechts an; das linke Maximum liegt also nicht genau über e, sondern etwas rechts davon; ebenso liegt das rechte Maximum etwas links von h. Die beiden Maxima ziehen einander also scheinbar ein wenig an.

c) Verstärkt man den einen Ton, etwa n, bedeutend, so kann der Abfall der Kurve hbd so stark werden, daß er das auf m bezügliche Maximum verdeckt. Man kann also den einen der beiden Töne durch genügende Verstärkung des anderen zum Verschwinden bringen.

d) Rücken m und n allmählich weiter auseinander, so ergibt sich ein durchaus sanfter Übergang von dem Zustand mit einem Maximum zu dem mit zweien; für den Abstand zwischen m und n, bei welchem zuerst ein doppelter Ton gehört wird, lassen sich also nur Schwellenwerte angeben.

Zur Schwächungszeit liegen die beiden Kurven wie Fig. 3 zeigt. Die Ordinaten sind zu subtrahieren, aber es ist zu beachten, daß überall nur der absolute Wert der Differenz in Betracht kommt. (Das algebraische Minimum bei h ist für die Erregung durch n ein Maximum.) Im einzelnen findet sich:

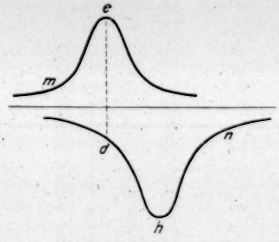


Fig. 3.

e) Bei ungefähr gleicher Intensität von m und n hört man, wie unter a) und b), einen oder zwei Töne, je nachdem m und n mehr oder weniger weit auseinanderliegen.

1) O. Fischer, Ann. d. Phys. (4) **25**, 18, 1908.
2) E. Budde, Verh. d. D. Phys. Ges. **18**, 369, 1916.

f) Die unter b) hervorgehobene Anziehung verwandelt sich in eine scheinbare Abstoßung; die Kurve n der Fig. 3 hat bei d noch so viel Steigung, daß das linke Maximum der resultierenden Kurve nicht unter e, sondern links davon liegt. Entsprechendes gilt für die rechte Hälfte der Figur. Die nähere Rechnung zeigt, daß diese Abstoßung gegebenenfalls recht merkliche Werte erlangen kann. Wählt man z. B. für m einen Ton mit der Kreisfrequenz 414, für n 417 bei gleicher Intensität, so liegen die Kreisfrequenzen der beiden empfundenen Töne bei 410 und 421. Man hört also zwei Töne, zwischen deren Schwingungszahlen ein Unterschied von $\frac{11}{2\pi}$ Schwingungen besteht, und dieser Unterschied ist für viele Menschen wahrnehmbar.

g) Ist der eine der beiden konkurrierenden Töne erheblich stärker als der andere, so verdeckt er diesen.

h) In diesem Falle verlangt die Theorie das von Guéroult empirisch gefundene Ergebnis, welches Helmholtz[1]) in den Tonempfindungen mitteilt. Er sagt:

„Zu der Zeit, wo die Tonstärke im Minimum ist, liegt die Höhe des gehörten Tones höher als beide erregenden Einzeltöne, wenn der stärkere Ton gleichzeitig der höhere ist, dagegen tiefer als beide, wenn der stärkere Ton der tiefere ist."

Helmholtz selbst bestätigt die Wahrnehmung, ebenso Taylor. Dagegen haben später Stumpf[2]) und Waetzmann[3]) die angegebenen Schwankungen in der Höhe des schwebenden Tones nicht wahrgenommen. Da der Widerspruch nicht wohl auf Mängel der Beobachtung zurückzuführen ist, habe ich weiter untersucht, ob die Theorie erhebliche individuelle Verschiedenheiten zuläßt. Es findet sich in der Tat, daß die fraglichen Erscheinungen, namentlich zur Schwächungszeit, wesentlich von der Stärke der vorausgesetzten Dämpfung abhängen. Je schwächer die Dämpfung, desto weniger werden die hier hervorgehobenen Eigentümlichkeiten merklich.

Weiterer Aufschluß wird durch Versuche zu gewinnen sein, und zwar wohl am besten durch genaue Feststellungen über Dämpfung und Schwebung an den Ohren einzelner bestimmter Individuen, die bezüglich der Dämpfung möglichst verschieden ausgewählt werden müssen.

Es ist hier noch einmal auf die in § 2 erwähnten Versuche der Physiologen zurückzukommen, bei denen durch übermäßige Reizung Degeneration in der Schnecke erzielt wurde. Marx[1]) betont, daß die Intensität des Tones von Einfluß auf die Ausdehnung des Degenerationsgebietes ist und findet, daß der degenerierte Bezirk immer eine „unverhältnismäßige" Ausdehnung habe; er ist der Ansicht, daß diese Ergebnisse gegen die Resonanztheorie sprechen. Geht man aber von der Tatsache aus, daß die Resonanz wesentlich unscharf ist, so liegt auf der Hand, daß der degenerierte Bezirk immer eine gewisse Ausdehnung haben muß. Ferner muß die mitschwingende Region der Basilarmembran in um so größerer Ausdehnung diejenigen Grenzen überschreiten, innerhalb deren die übermäßige Reizung pathologisch wirkt, je stärker der erregende Ton ist. Der erste von Marx hervorgehobene Punkt bildet also sicher keinen Einwurf gegen Helmholtz. Was aber als unverhältnismäßig zu gelten habe, das wird wohl z. Z. niemand bestimmen können, namentlich solange man nicht weiß, ob der durch eine übermäßige Reizung gesetzte pathologische Zustand auf die unmittelbar gereizten Teile beschränkt bleibt, oder ob er sich rein vegetativ auch auf benachbarte Teile ausdehnen kann. Das letztere ist an sich nicht undenkbar und wird sogar ziemlich wahrscheinlich, wenn man mit Wittmaack annimmt, der Degenerationsprozeß in den Cortischen Organen sei sekundär und erst durch Ernährungsstörungen von seiten der Nerven eingeleitet. Nach alledem bilden die Erwägungen von Marx keinen sicheren Einwand gegen die Helmholtzsche Theorie.

§ 5. Der Wiensche Einwurf[2]). Die Basilarmembran ist eine zusammenhängende Haut, welche den Durchtritt des Labyrinthwassers an keiner Stelle ihrer Erstreckung gestattet. Man denke sich dieselbe gestreckt und LM (Fig. 4) sei ihre Spur (Längsschnitt durch die Mitte). Sie sei in schwingungsfähige Zonen geteilt. PQ

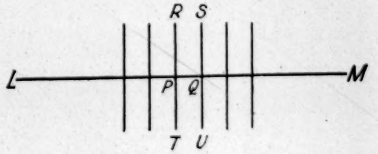


Fig. 4.

1) Helmholtz, Tonempfindungen, 4. Aufl., Braunschweig 1877, S. 274 und Beilage XIV.

2) Stumpf, Tonpsychologie II, 477, Leipzig 1883 und 1890.

3) Waetzmann, Die Resonanztheorie des Hörens, S. 95, Braunschweig 1912.

1) Marx bei Röhr l. c.

2) Vgl. zu diesem und dem folgenden Paragraphen meine Abhandlung in Verh. d. D. Phys. Ges. 19, 22, 1917.

sei eine solche Zone und sei in transversaler Schwingung begriffen. Dann müssen die Wasserteilchen, welche von beiden Seiten dem PQ anliegen, eine Geschwindigkeitskomponente normal zu PQ haben, welche gleich der Geschwindigkeit von PQ selbst ist; denn wenn das nicht der Fall wäre, würde sich das Wasser von der Membran entfernen, was offenbar nicht zulässig ist. Dies schließt nicht aus, daß zwischen dem Membranteil PQ und dem über bzw. unter ihm liegenden Wasser eine gewisse Phasendifferenz besteht; eine solche wird sich durch kleine Verdichtungen und Verdünnungen im Wasser merklich machen, aus denen Druckkräfte hervorgehen, die ihrerseits mit den elastischen Kräften der Membran in Wechselwirkung treten. Nun sind die Elastizitätskonstanten der einzelnen Zonen von LM vollständig unbekannt, aber wenn man bedenkt, daß z. B. in der Nähe des Hamulus eine Faser von 0,5 mm Länge nur ca. 30 Schwingungen in der Sekunde macht, so kommt man, auch unter Berücksichtigung der Dämpfung durch das Wasser, zu dem Schluß, daß die Membran akustisch bedeutend weicher sein muß als das Labyrinthwasser, daß ihre Elastizität also sehr wahrscheinlich nicht ausreicht, um im Wasser nennenswerte Verdichtungen und Verdünnungen herbeizuführen. Dann folgt, daß zwischen PQ und dem darüber und darunter befindlichen Wasser höchstens eine sehr kleine Phasendifferenz herrschen kann.

Nehmen wir zunächst den extremen Fall, diese Phasendifferenz sei tatsächlich verschwindend klein, so ergibt sich: Wenn PQ in Schwingung ist, so schwingt auch das ganze Wasser in einem Raum $RTUS$, der nach oben und unten nicht fest zu begrenzen ist, mit gleicher Phase und gleicher Amplitude wie PQ selbst. Dann folgt aber weiter: Ist PQ eine durch Resonanz bevorzugte Zone, welche stärker schwingt als ihre Nachbarn, so ist auch das ganze Wasser in dem Raum $RTUS$ in bevorzugter Schwingung begriffen, es schwingt stärker als das Wasser in der Nachbarschaft anderer Zonen. Soll sich also unter der Einwirkung eines stationären Tones ein stationärer Zustand herausgestellt haben, bei dem PQ mit maximaler Amplitude schwingt, so muß sich auch gleichzeitig eine stationäre Verteilung der Schwingungen im Labyrinthwasser hergestellt haben, derart, daß das Labyrinthwasser in der Gegend von PQ Schwingungen von maximaler Amplitude ausführt. Die Schwingungen des Labyrinthwassers müssen sich ebensowohl wie diejenigen der Basilarmembran resonanzmäßig anordnen und verteilen, so daß der maximale Energietransport durch die Zone stärkster Resonanz geleitet wird.

Diese Folgerung bleibt offenbar annähernd erhalten, wenn man annimmt, der Phasenunterschied zwischen PQ und dem anliegenden Wasser sei zwar nicht verschwindend klein, aber doch recht klein, und zu dieser Annahme ist, wie oben gesagt, Grund vorhanden.

Dadurch wird aber dem Wienschen Einwurf eine wesentliche Grundlage entzogen. M. Wien rechnet nämlich mit der oben schon hervorgehobenen Annahme, daß das Labyrinthwasser alle Fasern der Basilarmembran mit der gleichen Kraft angreife. Nach dem Vorstehenden ist das nicht der Fall, sondern die Kraft konzentriert sich auf diejenigen Fasern, welche an der Stelle maximaler Resonanz liegen.

Es folgt aber aus der Betrachtung, daß zur Herstellung einer stationären Tonempfindung eine größere Anzahl von erregenden Schwingungen erforderlich ist, da ja diese Schwingungen Zeit haben müssen, eine stationäre Anordnung der Wellen im Wasser herbeizuführen. Damit stimmen nun die altbekannten Versuche von S. Exner und Urbantschitsch sehr gut überein: Nach Exner sind bei einem erregenden Ton von 128 Schwingungen ca. 48 Schwingungen erforderlich, um eine stationäre Empfindung auszulösen, nach Urbantschitsch können bei normalhörigen Personen zwei Sekunden und mehr vergehen, ehe sie eine Tonwahrnehmung haben, wenn der erregende Reiz minimal ist. Die bekannten Versuche von Pfaundler, F. Kohlrausch, sowie die neueren von O. Abraham und L. Brühl, welche ergeben haben, daß in tieferen und mittleren Lagen schon zwei Schwingungen eine wahrnehmbare Tonempfindung erzeugen können, stehen damit nicht im Widerspruch, da die fraglichen Tonempfindungen weit davon entfernt sind, stationär zu sein. Übrigens läßt sich gegen alle Versuche dieser Art immer noch das Bedenken erheben, daß bei ihnen Tonquellen mit starken Obertönen verwendet sind. Es würde auch Interesse haben, festzustellen, ob der wahrgenommene Ton wirklich dieselbe Höhenempfindung auslöst wie ein stationärer Ton von der gleichen Schwingungszahl.

§ 6. Neuere Anatomie; Desiderata. Die Abhandlung von H. Held[1]) „Zur Kenntnis des Cortischen Organs und der übrigen Sinnesapparate des Labyrinthwassers von Säugetieren“ bringt gegenüber den älteren Untersuchungen von Retzius[2]) eine gerade für die physikalische Betrachtung interessante Verschärfung, insofern Held ein Färbungsverfahren angewendet hat, welches die faserigen und elastischen Bestand-

1) H. Held, Abhandl. d. kgl. sächs. Ges. d. Wiss. **49** (Bd. **28** d. math.-phys. Klasse), 3, 1904.
2) G. Retzius, Das Gehörorgan der Wirbeltiere, Stockholm 1881.

teile des Cortischen Organs stark hervortreten läßt. Fig. 5 gibt eine der bezeichnenden Fi-

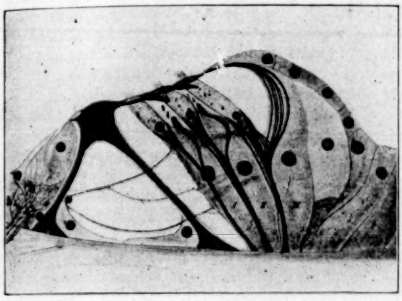


Fig. 5.

guren von Held wieder. Das Heldsche Original ist nicht durch Photographie, sondern durch Zeichnung hergestellt und läßt die zahlreichen verwickelten weichen Organe (Deiterssche Zellen usw.) beiseite, welche vermutlich der Ernährung dienen.

In Fig. 6 ist dieselbe Figur zum Skelett weiter schematisiert; die schönen elastischen

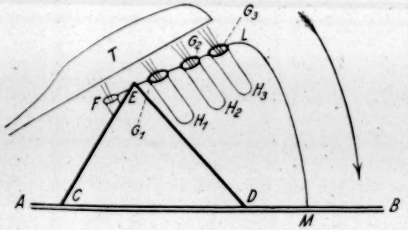


Fig. 6.

Fasern, welche den rechtsseitigen Teil des schwingungsfähigen Systems stützen, sind auf eine einzige, LM, reduziert, und es ist ein Pfeil beigesetzt, der die ungefähre Richtung angibt, in welcher die Schwingungen der Endolymphe vor sich gehen. Ferner ist ein Organ angedeutet, welches in das Heldsche Original nicht aufgenommen wurde, die Membrana tectoria oder Cortische Membran T.

Wie bekannt, sitzt im Durchschnitt ein Cortisches Organ auf je vier Fasern der Basilarmembran; den Komplex dieser vier Fasern nenne ich der Kürze wegen „die Basilarfaser". Die Bezeichnungen „oben", „unten" usw. beziehen sich auf die Lage in der Zeichnung.

AB stellt die Basilarfaser dar. Am linken Ende A schließt sich dieselbe an die knöcherne Lamina spiralis an. CE ist der innere, ED der äußere Cortische Pfeiler. Die Partie der Basilarmembran, welche zwischen den Fußpunkten C und D der Pfeiler liegt, heißt Zona arcuata und ist nicht deutlich gefasert. Die Partie zwischen D und B dagegen heißt Zona pectinata, ist ziemlich straff und zeigt deutliche Fasern. Der innere Pfeiler CE besitzt nach Helmholtz eine erhebliche Elastizität und strebt, wenn er aus seinen Verbindungen gelöst wird, sich weiter aufrecht zu stellen. Der äußere, ED, scheint mehr die Bedeutung eines unausdehnbaren Fadens zu haben. ter Kuile l. c. hat darauf aufmerksam gemacht, daß die Spannung des inneren Pfeilers schon in der Ruhe den Fußpunkt D etwas in die Höhe ziehen muß, bis die Spannung der Zona pectinata durch ihre Gegenwirkung einen Gleichgewichtszustand herstellt. Helmholtz hat, wie bekannt, ursprünglich den inneren Pfeiler als das elastische Organ angesehen, von welchem die Resonanz abhängt, später hat er der Basilarfaser diese Funktion zugeschrieben; wahrscheinlich ist wohl, daß beide mit Spannung und Gegenspannung gegeneinander wirken, daß also der „gekämmte" Teil der Basilarfaser zusammen mit dem inneren Pfeiler das schwingungsfähige Element darstellt, dem die Aufgabe zufällt, auf einfallende aktive Töne zu resonieren. Für das Prinzip der Resonanztheorie ist es natürlich gleichgültig, welchem Organ diese Funktion zugeschrieben wird, wenn nur ein solches vorhanden ist. An den Punkt E schließt sich nun links ein kurz und fest angesetzter Ring F, rechts zwischen E und L drei ähnliche Ringe G_1, G_2, G_3; in jeden dieser Ringe ist eine lange zarte Zelle eingelassen; die zu F gehörige ist nicht weiter bezeichnet, die drei rechts gelegenen sind G_1H_1, G_2H_2, G_3H_3. An die unteren H-Enden dieser Zellen legen sich die letzten Ausläufer der Hörnervenfibrillen an, und dadurch sind sie offenbar als Sinneszellen oder Hörzellen charakterisiert, welche die Aufgabe haben, den auf sie geübten mechanischen Reiz in Nervenerregung umzusetzen. Die vier Ringe F, G_1, G_2, G_3 umfassen ihre oberen Enden wie feste Kragen, so daß die Zellenköpfe die Bewegungen dieser Ringe mitmachen müssen. Auf der Cuticula der Zellenköpfe sitzen je 12 bis 20 Haare, die sogenannten Hörhärchen, und man nimmt allgemein an, daß gerade diese Hörhaare bestimmt sind, den Reiz auf die Sinneszellen zu üben. Nach Held sind die Hörhaare am unteren Ende, wo sie auf der Cuticula sitzen, verdickt und mit einer pfeilartigen Spitze versehen. Auf die Hörhaare legt sich nun die Membrana tectoria T, und dafür, daß gerade

die Gegenwirkung zwischen dieser Deckmembran und den Hörhaaren eine bedeutende Rolle beim Hörakt spielt, spricht die Tatsache, daß die Membrana tectoria gleichzeitig mit den Hörhaaren schon bei den niedrigsten Wirbeltieren, die überhaupt ein Labyrinth besitzen, erscheint.

Denkt man sich statt des einzelnen Querschnittes die ganze Basilarmembran in der Größe der Zeichnung dargestellt, so liegt ein Teil derselben vor, ein anderer hinter der Zeichnung. Die verschiedenen (F- und) G-Ringe der hintereinanderliegenden Basilarfasern sind miteinander verkittet oder verwachsen und bilden eine mehr oder weniger fest zusammenhängende Membran, die Membrana reticularis v. Köllikers.

Betrachten wir nun die Bewegung der Zellenköpfe, welche durch eine Schwingung des ganzen in den Fig. 5 und 6 gezeichneten Systems hervorgerufen wird, und beschränken uns dabei im Ausdruck auf die Partie EL, weil F ganz von selbst die gleichen Bewegungen mitmacht. Die Schwingungen sind unter normalen Verhältnissen jedenfalls so klein, daß man die Bewegung des Punktes E mit genügender Annäherung als geradlinig ansehen kann. Die Schwingung von E erfolgt dann offenbar in einer Richtung, die senkrecht auf CE steht. Diese Schwingungsrichtung macht mit der Richtung von EL einen Winkel α, der in den verschiedenen Teilen der Basilarmembran merklich variiert. Es können weder die vorhandenen Zeichnungen noch die Messungen von Retzius als auf 1° genau angesehen werden, nicht bloß wegen der Dicke und Gestalt der Pfeiler, sondern auch weil die Vorbereitungen, namentlich die Härtung der mikroskopischen Präparate, augenscheinlich viele Verzerrungen herbeiführen; wir begnügen uns mit der Angabe, daß der fragliche Winkel α zwischen 25 und 45° zu liegen scheint. Die Bewegung von E zerlegt sich dadurch von selbst in zwei Komponenten; ist A die Amplitude von E, so steht die eine Komponente, $A \sin \alpha$, senkrecht auf EL, die andere, $A \cos \alpha$, fällt in die Richtung von EL.

Die erste von diesen muß etwas näher betrachtet werden. Sie ergreift zunächst nur das linke Ende von EL, aber erstens wirkt das Labyrinthwasser (vgl. die Richtung des Pfeiles) direkt auf das elastische Gebilde EL, zweitens ist zu beachten, daß die Fasern LM mit ihrem Fußpunkt M auf einem bewegten Teil der Basilarfaser aufstehen, daß also auch sie den Punkt L in Schwingung versetzen. Somit nimmt auch das rechte Ende von EL an der direkten Erregung teil. Zu einer quantitativen Rechnung fehlen natürlich alle Mittel. Das einfachste Ergebnis wäre, wenn durch diese vereinten Einwirkungen der Punkt L eine Schwingung senkrecht zu EL erhielte, die gleichfalls den Betrag $A \sin \alpha$ hätte. Dann würde das ganze System EL wie ein starrer Körper eine Schwingung senkrecht zu EL ausführen. Wir wollen uns der Kürze wegen so ausdrücken, als ob dies der Fall wäre; dafür, daß das wenigstens annähernd erreicht ist, läßt sich ein Zweckmäßigkeitsgrund angeben; wenn nämlich L eine wesentlich andere Bewegung hätte als E, so würde daraus offenbar eine Zerrung der Hörzellen hervorgehen. Ist die fragliche Bedingung nicht erfüllt, so ergibt sich außer der Gesamtschwingung von EL noch eine Undulation, die hier schon aus Mangel an näherer Kenntnis nicht berücksichtigt wird. Die Komponente $A \sin \alpha$ hat demnach im ganzen den Erfolg, daß die Hörhaare gegen die Membrana tectoria gestaucht werden. Sie möge daher hier die „stauchende Komponente" heißen. Der Betrag der Stauchung hängt offenbar ab von dem Phasenunterschied zwischen den Schwingungen der Deckmembran und den stauchenden Schwingungen der Ringgruppen G. Es darf angenommen werden, daß die Deckmembran dieselbe Phase hat wie das Labyrinthwasser, während die Phase der G-Ringe von den unbekannten Elastizitätsverhältnissen des Systems Basilarfaser plus Cortisches Organ abhängt.

Die zweite Komponente $A \cos \alpha$ zieht die Zellenköpfe in der Richtung von EL hin und her. Die Schwingungen des Labyrinthwassers fallen an der Stelle EL sehr nahe in die Richtung der Hörhaare selbst, gleiten also an diesen vorbei, ohne sie merklich zu affizieren, aber die Haare sind ihrer Feinheit wegen jedenfalls gedämpft, und zwar sehr stark gedämpft, einerlei, ob das Wasser in Ruhe oder in Schwingung begriffen ist. Sie werden also hinter der Bewegung der Zellenköpfe zurückbleiben und die Relativbewegung der Haare gegen die Hörzellen ist dieselbe, als wären die Hörzellen in Ruhe und die Hörhaare in transversaler Schwingung begriffen. Wir wollen daher die Komponente $A \cos \alpha$ die „schaukelnde" nennen, weil sie die Haare relativ hin- und herschaukelt.

Hensen und Helmholtz haben die Stauchung der Haare gegen die Deckmembran als dasjenige angesehen, was den Reiz auf die Hörzellen ausübt. Auch O. Fischer hat sich in seiner früher zitierten Abhandlung dieser Ansicht angeschlossen. ter Kuile dagegen hält die schaukelnde Bewegung für dasjenige, was den Reiz auslöst. Bei allseitiger Betrachtung muß man wohl als wahrscheinlich annehmen, daß beide Komponenten für die Auslösung des Reizes zusammenwirken. Bei den Tieren, die kein Cortisches Organ besitzen, z. B. bei den Vögeln, sitzen die Sinneszellen direkt auf der

Basilarmembran, über ihnen liegt die Deckmembran, und daraus ist zu schließen, daß bei ihnen die stauchende Bewegung das Wesentliche für den Reiz ist. Sollte bei Säugetieren die Stauchung allein wirksam sein, so ist nicht einzusehen, welchem Zweck der künstliche Aufbau der Cortischen Organe dient. Also ist wohl mit Sicherheit anzunehmen, daß auch die schaukelnde Bewegung bei Herstellung des Reizes mitwirkt. Daß sie aber allein dazu dienen sollte, ist auch nicht anzunehmen, denn wenn die Natur dies erreichen wollte, so wäre es durch eine mäßige Abänderung in der Lage der Organe, welche den Winkel α nahe auf Null brächte, zu erzielen gewesen.

Nun ist aber vor allem darauf hinzuweisen, daß, wie oben bemerkt, die G- und F-Ringe der verschiedenen Elemente, aus denen die Basilarmembran nebst ihren Anhängen zusammengesetzt ist, alle miteinander zusammenhängen und verwachsen oder verkittet sind, so daß es nicht bloß anatomisch, sondern auch mechanisch gerechtfertigt ist, wenn man die ganze Reihe derselben mit v. Kölliker als eine zusammenhängende Membrana reticularis bezeichnet. Schon die Fig. 5 enthält in dieser Beziehung eine Ungenauigkeit; die drei G-Zellen liegen nicht, wie die Zeichnung es darstellt, annähernd in einer Ebene, welche durch die Schwingungsrichtung von AB geht. Schaut man von oben auf die Membrana reticularis, so ist nicht zu erkennen, daß je drei Sinneszellen der Ebene einer Basilarfaser angehören, die Zellen sind nicht einer bestimmten Faser, sondern der Netzmembran als Ganzem angeheftet. Schon Helmholtz[1]) bemerkt, es sei nicht sehr wahrscheinlich, daß die Fasern erster Reihe (innere Pfeiler) sich einzeln viel bewegen, weil ihre seitlichen Verbindungen dazu zu stark sind. Die Netzmembran kann nach dem Vorstehenden nur ähnliche Schwingungen ausführen wie eine dünne und schmale elastische Membran. Daß ein einzelnes Element derselben für sich resonierend schwingt, ist ausgeschlossen, und darin liegt nun der Grund dafür, daß die Resonanz im Cortischen Organ, rein mechanisch betrachtet, sicherlich eine erhebliche Unschärfe hat.

Nun ist denkbar, daß gerade das Zusammenwirken der beiden Komponenten, der schaukelnden und der stauchenden, Veranlassung dazu geben könnte, daß trotz der mechanischen Unschärfe der Schwingung der Nervenreiz verschärft, d. h. auf einen engen Bezirk in der Nähe der maximal resonierenden Faser beschränkt würde. Macht man nämlich passende Annahmen über die Phasendifferenzen, welche in den verschiedenen Teilen des Cortischen Organs auftreten können, so kann man z. B. herausrechnen, daß die Hörhaare an der Stelle maximaler Resonanz und nirgendwo anders gerade in dem Augenblick ihre Ruhelage relativ zu den Hörzellen haben, wo sie am stärksten gegen die Deckmembran gestaucht werden. Sie würden also an der Stelle maximaler Resonanz in ihrer eigenen Richtung gestaucht, während sie in allen anderen Regionen stärker seitlich ausgebogen würden, und damit wäre offenbar eine Verschärfung des Reizes gegeben, wenn man weiter annimmt, daß der eigentliche Reiz immer noch von der Stauchung ausgeht. Ich bemerke aber ausdrücklich, daß ich dies nicht als Anfang einer Theorie, sondern nur als vagen Hinweis auf die Art der Möglichkeiten aufgefaßt sehen möchte, welche vielleicht später in Betracht zu nehmen sind.

Hier liegen nämlich noch folgende Schwierigkeiten vor:

1. wissen wir nichts Näheres über die Steifheit der Hörhaare, auch nicht darüber, ob ihre Einheftung in die obere Cuticula der Hörzellen ihnen ein erhebliches Direktionsmoment gibt.

2. bestehen noch schwerwiegende Meinungsverschiedenheiten bezüglich der Membrana tectoria. So viel scheint festzustehen, daß ihr oberer Teil weich ist, während sie an der unteren Seite ein härteres, mehr oder weniger elastisches Gefüge besitzt. Hensen erklärt ausdrücklich, sie schwebe sicherlich frei über den Hörhaaren. Dagegen hat Kishi[1]) Präparate abgebildet, in welchen der äußere Rand der Deckmembran mit dem Rande der Netzmembran verwachsen ist, und der Amerikaner Shambough (mir nicht direkt zugänglich) äußert sich in gleichem Sinne. Die neueren Physiologen schließen sich zum Teil dem einen, zum Teil dem anderen an. Wittmaack stellt sich auf die Seite Hensens. Gerade bei Gelegenheit der Wittmaackschen Experimente hat sich gezeigt, daß Verklebungen der Membranen nicht selten auf Grund pathologischer Vorgänge stattfinden. Dagegen, daß Kishi einen Normalzustand beobachtet hat, scheint auch eine bereits von O. Fischer l. c. zitierte Beobachtung von A. Kreidl und Y. Yanase[2]) zu sprechen, wonach bei jungen Ratten, solange sie noch nicht hören können, die Deckmembran fest mit der Unterlage verbunden ist, während die Verbindung gelöst wird, wenn die Hörfähigkeit beginnt. Auf der anderen Seite ergibt aber auch die tägliche Erfahrung, daß gerade durch die Präparation Verzerrungen

1) H. Helmholtz, l. c. S. 231.

1) K. Kishi, Pflüg. Archiv **116**, 112. 1907.
2) A. Kreidl und Y. Yanase, Zentralblatt f. Physiologie **21**, 507. 1907.

stattfinden, welche in situ vorhandene Verbindungen lösen können; so zeigt schon ein Blick auf die Zeichnungen von Retzius, daß gerade die Deckmembran häufig zurückgeschlagen ist. Die offenbar schwierige Entscheidung ist nur durch weitere Untersuchungen möglich; es liegt aber auf der Hand, daß gerade die Frage, ob die Deckmembran frei auf den Haaren aufliegt oder ob sie mit deren Grundlage verklebt ist, gelöst sein muß, ehe man sich eine genaue Vorstellung über die Relativbewegung der Haare machen kann.

Sonach kann die Untersuchung zurzeit nur mit der Angabe dessen schließen, was für das weitere Eindringen zunächst wünschenswert wäre: Von seiten der Anatomen und Physiologen nähere Aufklärung über die wirkliche Lage der Deckmembran und über die Eigenschaften der Hörhaare; von seiten der Physiker Theorie der Anordnung von Wellen in einer zum Teil zähen Flüssigkeit, welche eine resonanzfähige Membran enthält, und Theorie der Schwingungen einer dünnen, schmalen, langen, weich-elastischen Platte, bei der ev. noch vorauszusetzen ist, daß sie nach ihren zwei möglichen Schwingungsrichtungen verschieden gedämpft sei.

(Schluß folgt.)

BESPRECHUNGEN.

E. Dennert, Das chemische Praktikum. Ein kurzer Leitfaden für Schule und Selbstunterricht. Fünfte, neu bearbeitete Auflage. 8°. 71 S. Leipzig, Leopold Voß. 1917. M. 1.70.

Das Praktikum von E. Dennert gibt in vier Kursen und einem Anhang eine Zusammenstellung einfacher chemischer Versuche und eine Einführung in die qualitative Analyse. Überall zeigt sich in dem Buche das Bestreben den Schüler zu genauer naturwissenschaftlicher Beobachtung zu erziehen, zahlreiche in den Text eingestreute Fragen unterstützen wirksam dieses Ziel.

Theoretische Erörterungen finden sich nicht; ebensowenig sind Versuche aus dem Gebiete der allgemeinen und physikalischen Chemie angeführt. Bei ausreichender Erläuterung durch den Lehrer wird das Buch gute Dienste leisten, für den Selbstunterricht scheint es weniger geeignet, da die Vorschriften, besonders in der qualitativen Analyse, zu kurz und zu ungenau gefaßt sind.

Sehr erwünscht wäre es, wenn endlich in diesen und ähnlichen Werken eine einheitliche Nomenklatur der anorganischen Verbindungen durchgeführt würde.

Windaus.

Berichtigungen.

In dem Aufsatz „Resonanzerregung durch periodisch wiederholte Impulse" von E. Budde auf S. 71 dieses Bandes ist in Gl. (13) $(A + B \cot \beta T)$ statt $(A + B)$ zu setzen. Ebenso in der zweiten Zeile des auf Gl. (13) folgenden Textes.

In dem Aufsatz von A. Kirschmann, Das umgekehrte Spektrum und seine Komplementärverhältnisse soll es auf Seite 105, zweite Spalte, 8. Zeile heißen: 4 Milliarden in der Sekunde statt 4 Millionen in der Sekunde.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Leipzig Dr. Wilhelm Wilke für technische Physik, an der Böhmischen Technischen Hochschule Prag Gymnasialprofessor Dr. Franz Radl für höhere Mathematik, an der Universität Breslau Dr. Eberhard Buchwald für Physik.

Ernannt: Der Privatdozent an der Technischen Hochschule Hannover Dr.-Ing. Alexander Brückmann zum a. o. Professor für Elektrotechnik an derselben Hochschule, Dr. A. A. Bennett zum a. o. Professor für Mathematik an der Universität von Texas in Austin, Dr. R. L. Borger zum Professor der Mathematik an der Ohio-Universität zu Athens, Dr. A. R. Crathorne zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität von Illinois in Urbana, Dr. W. V. Lovitt zum a. o. Professor der Mathematik an der Purdue-Universität in Lafayette, Dr. R. L. Moore zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität von Pennsylvanien in Philadelphia, Dr. W. H. Roever zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität in Washington, der Abteilungsvorstand im Zeißwerk Jena Dr. C. Pulfrich (vom Preußischen Kultusministerium in Anerkennung seiner wissenschaftlichen Leistungen) zum Professor.

Verliehen: Dem ord. Professor der Mathematik an der Universität Erlangen Dr. Max Noether der Titel Geh. Hofrat, dem Privatdozenten für technische Physik an der Universität Kiel Dr. Oskar Martienssen der Titel Professor.

Auszeichnung: Der ord. Professor für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Wien Hofrat Dr. Karl Hochenegg wurde als lebenslängliches Mitglied in das österreichische Herrenhaus berufen.

Gestorben: Der Herausgeber des Bulletin des Wheater-Bureau in Washington Professor Cleveland Abbe, das Mitglied für Mechanik an der Akademie der Wissenschaften Dr. Henry Léauté, der ord. Professor für rationelle Mechanik an der Universität Catania Dr. Giovanni Pennacchietti, der ord. Professor für Photogrammetrie und Wildbachverbauungen der Hochschule für Bodenkultur in Wien Ministerialrat Ferdinand v. Wang.

Gesuche.

Promovierter Physiker

sucht Stelle als **Hochschulassistent.** Angebote unter **S. H. 494** an den Verlag der Physikal. Zeitschrift (S. Hirzel), Leipzig, Königstr. 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Geh. Regierungsrat Prof. Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.